ORSAY
n° d'ordre : 3185

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR 3° CYCLE

SPECIALITE : PHYSIQUE NUCLEAIRE

PAR

MLLE NGUYEN Lucie

SUJET : CONTRIBUTION A L'ETUDE A HAUT ET TRES HAUT SPIN DU NOYAU 154 ERBIUM

soutenue le 28 MAI 1982 devant la Commission d'examen

MM. SERGOLLE Président

MME BRIANÇON

MM. MERDINGER

THIBAUD

ORSAY
n° d'ordre : 3185

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR 3° CYCLE

SPECIALITE : PHYSIQUE NUCLEAIRE

PAR

MLLE NGUYEN Lucie

SUJET : CONTRIBUTION A L'ETUDE A HAUT ET TRES HAUT SPIN DU NOYAU 154 ERBIUM

soutenue le 28 MAI 1982 devant la Commission d'examen

MM. SERGOLLE Président

MME BRIANÇON

MM. MERDINGER

THIBAUD

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

De nombreuses personnes ont participé à ce travail, et je les prie d'accepter ici l'expression de toute ma gratitude. Je tiens, parmi elles, à remercier tout particulièrement :

- Madame C. Briançon, Directrice du Laboratoire Salomon Rosenblum de Spectroscopie Nucléaire du C.S.N.S.M. (Orsay) qui a bien voulu m'accueillir au sein d'une des équipes du centre ;

- Monsieur H. Sergolle, Président du Jury et Monsieur J.P. Thibaud qui ont dirigé ce travail et dont l'attention journalière à seule permis de le voir aboutir ;

- Monsieur J.C. Merdinger, à qui je dois de précieux conseils et qui m'honore également de sa présence dans le jury ;

- Monsieur P. Aguer et Madame G. Bastin : la présente thèse est tout autant leur travail que le mien ;

- Madame Claude Cabot, et Messieurs G. Auger, T. Lönnroth, L. Thomé et R. Kroth qui ont directement contribué de tout leur savoir-faire expérimental ou par les judicieux conseils qu'ils m'ont prodigués ;

- Les équipes techniques, travaillant auprès des accélérateurs TANDEM et C.E.V. ALICE d'Orsay dont la grande compétence fut mise au service des expériences présentées ici.

- Mesdames M.T. Commeault et F. Samaran, et Monsieur B. Merlant qui, avec beaucoup de gentillesse, m'ont toujours apporté une aide efficace et indispensable auprès des calculateurs UNIVAC et ARIEL ;

- Madame M. Vilain qui a assuré avec une grande patience la frappe et la mise en page, et Mesdames Rouvet, Bouby et Arianer et Monsieur C. Thibaud qui ont bien voulu se charger, avec talent , des courbes et graphiques des cette thèse .

PLAN

INTRODUCTION

I - CADRE CONCEPTUEL

I.1 - Généralités

I.2 - Structure de la ligne yrast en fonction du moment angulaire

I.2.a. Rappel du modèle de Bohr et Mottelson

I.2.b. Evolution avec I du mouvement des nucléons et de la forme du noyau.

I.3 - Description quantitative

I.3.a. Modèle en couches et modèle de la goutte liquide

I.3.b. Modèle en couches pour un noyau en rotation : méthode du "cranking"

I.3.c. Corrections de couches.

I.4 - Cas de la rotation autour de l'axe de symétrie

I.4.a. Propriétés collectives

I.4b. Caractères "propres"

II - REACTION DE FUSION. FORMATION ET DESEXCITATION DU NOYAU COMPOSE

II.1 - Réaction du fusion

II.1.a. Quelques caractéristiques générales

II.1.b. Distribution en moment angulaire dans le noyau composé

II.2 - Désexcitation du noyau composé

II.2.a. Refroidissement du noyau, dissipation du moment angulaire

II.2.b. Compétition entre les différentes voies de sortie à émission de particules

II.2.c. Désexcitation par rayonnement électromagnétique

c.1. Les transitions γ statistiques

c.2. Les transitions γ yrast

III - PRINCIPE DES MESURES

III.1 - Alignement par réaction nucléaire

III.2 - Expression de la distribution angulaire

III.3 - Problème de l'atténuation

III.4 - Détermination de la multipolarité d'une transition

III.5 - Rotation d'une distribution anisotrope : principe de mesure de moment magnétique nucléaire d'états excités.

III.5.a : Méthode

III.5.b : Traitement analytique, application à l'expérience

IV - ETUDE DES TRANSITIONS DISCRETES:MESURE DU FACTEUR GYROMAGNETIQUE DE L'ETAT ISOMERIQUE A 3.0 MeV D'ENERGIE D'EXCITATION.

IV.1 - Introduction

IV.2 - Expérience préliminaire

IV.3 - Partie expérimentale

IV.3.a : La réaction

IV.3.b : Le montage expérimental

IV.4 - Analyse des données

IV.4.a : Préparation

IV.4.b : Problème de la normalisation

IV.4.c : Détermination des paramètres

IV.5. - Détermination du facteur gyromagnétique

IV.5.a : Expression de g en fonction de la fréquence de précession de Larmor

IV.5.b : Corrections paramagnétiques

IV.5.c : Problème du site-hôte

IV.5.d : Mesures - résultats.

IV.6 - Discussion.

V - ETUDE DU NOYAU ^{154}Er A TRES HAUT SPIN : continuum γ

V.1 - Introduction

V.2 - Principe d'utilisation du spectromètre à énergie totale

V.2.a : Description

V.2.b : Sélection du spin

V.2.c : Mesure du spin moyen J

V.3 - Construction des spectres multipolaires

V.3.a : Détermination du nombre de raies E pour chaque tranche

V.3.b : Nombre de raies E$_\gamma$ dipolaires et quadrupolaires pour chaque tranche.

V.4 - Organisation de l'expérience

V.4.a : la réaction

V.4.b : Le montage expérimental

V.4.c : Les données.

V.5 - Dépouillement des données

V.5.a : Matrices bi-dimensionnelles E_{INa} - E_{Σ}

V.5.b : Spectre d'énergie E_{Σ} ; sélection de spin

V.5.c : Spectre E_{INa}

c.1 : Contribution des neutrons

c.2 : Déconvolution des spectres

c.3 : Correction de l'effet Doppler.

V.6 - Analyse - Discussion

V.6.a : Etude des transitions γ statistiques

a.1 : Evaluation du spectre total statistique

a.2 : Anisotropie des raies statistiques

a.3 : Comparaison avec le calcul dans un modèle de désexcitation statistique. Discussion

V.6.b : Etude des transitions γ "yrast"

b.1 : Obtention des spectres γ yrast expérimentaux Détermination des composantes dipolaire et quadrupolaire pour les différentes tranches d'énergie totale

b.2 : Observations

b.3 : Discussion.

CONCLUSION

APPENDICE

REFERENCES

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547306_0046

INTRODUCTION

Ce travail se situe dans le cadre d'un programme plus étendu entrepris au CSNSM,visant à étudier la structure des noyaux de terres rares proches de la couche fermée N = 82 . Cette région présente , dans une zone étroite de masses , toute la diversité des formes d'équilibre des noyaux à moment angulaire nul : sphéricité pour N = 82 , déformation faible , probablement "oblate" pour N = 86 , enfin déformation "prolate" importante pour N > 88 . Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux noyaux de transition (N ≈ 86) , avec comme but l'étude de l'évolution de leur structure en fonction des moments angulaires très élevés qu'on peut leur fournir dans des réactions de fusion-évaporation . La désexcitation du noyau composé formé par réaction de fusion-évaporation et la dissipation de moment angulaire font passer le noyau par une large suite d'états : les transitions γ de la région yrast peuvent ainsi être étudiées de façon continue , du spin maximum des états excités jusqu'au spin de l'état fondamental .

Parallèlement , le développement des travaux théoriques de ces dernières années est déterminant pour l'explication et la recherche de phéno--mènes nouveaux à haut moment angulaire ; Les dérivations microscopiques des calculs "cranking" concernant la région yrast retrouvent et prédisent à haut spin des manifestations dûes à la rotation rapide : alignement des spins individuels sur l'axe de rotation qui expliquent les "backbendings" successifs ou alignement sur l'axe de symétrie conduisant à l'apparition d'un mode nou--veau de "rotation" autour de cet axe , prédit par Bohr et Mottelson (Bo 75). Les hautes fréquences de rotation éclairent donc d'un jour nouveau un problème constant de la physique nucléaire : l'interdépendance entre les degrés de liberté collectifs et de particules individuelles et leur rôle respectif dans la déformation d'équilibre des noyaux .

Le noyau ^{154}Er (Z = 68 , N = 86) , sujet de ce travail , se trouve dans une région particulièrement favorable . Différentes théories , que nous aborderons dans le chapître I , prévoient en effet pour ce noyau et pour son isotone ^{152}Dy une forme d'équilibre oblate lègèrement déformée (β = 0.15) avec "rotation autour de l'axe de symétrie" (γ = -60°) pour des spins jusqu'à 50$\hbar$. Une transition vers une forme prolate très déformée avec rota--tion autour d'un axe perpendiculaire interviendrait au-dessus de 50-55$\hbar$.

Dans les noyaux ^{154}Er (Ag78 , Ag79 , Ba79) et ^{152}Dy (Me79 , Kh78 , Vi79) , des niveaux isomériques de haut spin ont été observés . L'existence

de ces niveaux isomériques (τ = 50ns dans ^{154}Er)est déja un signe de l'ex--citation d'un faible nombre de particules , dans un noyau tournant autour de l'axe de symétrie (Bo75). Nous avons voulu vérifier plus avant cette hypo--thèse en mesurant le facteur gyromagnétique de l'état par la méthode de la distribution angulaire pertubée par un champ magnétique statique . Cette mesure permet la détermination de la configuration de l'état et est donc un test très sensible de la théorie. Elle est exposée dans le chapître III , après un court rappel des caractéristiques générales des réactions de fusion-évaporation (chapître II) .

La deuxième expérience entreprise -étude à très haut spin de la multipolarité des raies γ du continuum de ^{154}Er (et des noyaux proches puisque l'identification du canal de sortie ne peut être faite) - repose également sur l'anisotropie des émissions électromagnétiques et uti--lise le même formalisme des distributions angulaires rappelé dans le chapître III . Bien que différente de la première par les techniques uti--lisées - spectrométrie d'énergie totale afin de selectionner des zones particulières du plan (E , J) - elle vise le même but : étudier les dif--férents modes d'excitation d'un noyau peu déformé dans l'état fondamental dans toute la gamme des moments angulaires accessibles à ce noyau . Dans le continuum (I > 35$\hbar$) la détermination des multipolarités des transitions yrast et de leur énergie est essentielle dans ce but : en particulier une grande densité de raies E2 signe immédiatement un mode collectif d'excitation.

Ces deux expériences complémentaires nous auront donc permis d'explorer le spectre d'excitation de ^{154}Er sur une très large gamme de spin , faisant ressortir ainsi les différents modes d'excitation du noyau suivant le moment angulaire .

C H A P I T R E I

LE CADRE CONCEPTUEL.

Dans ce premier chapître, nous exposons succinctement la problématique qui guide nos travaux expérimentaux. Nous regardons d'abord l'évolution, en fonction du moment angulaire, des mouvements possibles des nucléons dans le noyau et des modes d'excitation de ce dernier. Nous résumons ensuite une approche théorique du problème. Enfin nous insistons sur le cas, présent dans le noyau ^{154}Er, de la rotation autour de l'axe de symétrie.

I.1 - Généralités :

La très grande complexité des spectres nucléaires est aujourd'hui comprise au travers de deux idées majeures, correspondant à deux types de phénomènes reconnus :

- Les excitations de mode collectif, où la plupart des nucléons sont impliqués. La description de tels états, à la limite quadrupolaire, correspond à l'équation dynamique de Bohr, et à tous les modèles phénoménologiques associés (Rotateur, vibrateur...).
- Les excitations de mode individuel, où un très petit nombre seulement de nucléons sont impliqués : dans le cadre du modèle en couches, quelques-uns des nucléons voisins du niveau de Fermi -les moins liés- changent d'orbitale dans le potentiel moyen créé par l'ensemble des nucléons.

Ces deux approches, c'est-à-dire ces deux façons de réduire le problème à N corps, s'adaptent bien à certains cas particuliers (spectres de basse énergie :

- de noyaux pair-pairs déformés, où des modes collectifs de rotation existent à des énergies beaucoup plus basses que l'énergie de brisure de paire ;
- de noyaux impairs voisins de noyaux magiques, où les modes individuels apportent une bonne compréhension à la structure du noyau.)

Cependant, il faut dans le cas général considérer des couplages (modèle unifié de Bohr et Mottelson) entre ces modes.

L'un des principaux objectifs de la spectroscopie nucléaire est justement de rendre compte des caractéristiques diverses des noyaux (énergies, probabilités de transition...). La très grande sensibilité de ces variables à la structure du noyau en fait l'un des meilleurs tests possibles des modèles.

Dans le cadre extrêmement vaste ainsi défini, l'objet plus modeste du présent travail est d'analyser certains des comportements nucléaires dans des états de haut spin. L'utilisation de faisceaux d'ions lourds permet en effet, via des réactions de type fusion-évaporation :

- de communiquer au noyau formé des moments angulaires considérables : avoir à sa disposition un noyau dans des étatsde très haut spin, c'est pouvoir analyser sa structure et les modifications des modes d'excitation sous des effets déterminants (forces de Coriolis, centrifuges),
- de peupler préférentiellement les états de plus basses énergies pour un spin donné (région yrast). La restriction à cette zone particulière permet entre autres une délimitation des phénomènes donc une simplification de l'analyse.

Ce double intérêt explique le grand nombre de travaux auxquels cette thèse fait suite et complément, travaux où les comportements nucléaires à haut spin ont pu être étudiés :

- soit en fonction du nombre de nucléons de valence (systématique sur une région de la table),
- soit, pour chaque noyau, en fonction du moment angulaire fourni.

On trouvera, ci-dessous, dans un premier temps une analyse qualitative de l'influence des forces centrifuges et de Coriolis sur la structure du noyau ; nous pourrons distinguer ainsi plusieurs régimes bien caractérisés de la région yrast. Nous verrons ensuite, plus en détail, certains points concernant des noyaux du type de ^{154}Er, objet de notre étude expérimentale.

I.2 - Structure de la ligne yrast en fonction du moment angulaire

Un noyau bien déformé est un bon rotateur à faible moment angulaire (par exemple, ^{158}Er) et son mouvement se prête bien à la modélisation. Suivre l'évolution de ce dernier avec le spin permet d'exposer avec le plus de simplicité tous les changements de déformation et mouvements individuels qui peuvent advenir quand les forces centrifuges et de Coriolis deviennent très grandes. Il est évident que tous ces changements ne sont pas obligatoirement présents dans tous les noyaux, et que l'étude qui suit n'est qu'un cadre schématique permettant d'apprécier le type de physique en jeu avec les très hauts spins.

I.2.a - Rappel du modèle de Bohr et Mottelson (Bo 53)

Dans le cadre du modèle unifié, l'hamiltonien du système se met sous la forme :

$$H = H_{intr} + H_{coll} \qquad (I\text{-}1)$$

où H_{intr} décrit le mouvement de quelques particules voisines du niveau de Fermi, et H_{coll} est un terme collectif pour lequel, dans ce présent travail, nous ne considérons que les modes de rotation. Cette dernière partie peut alors s'écrire :

$$H_{coll} = \frac{R_1^2}{2\mathcal{J}_1} + \frac{R_2^2}{2\mathcal{J}_2} + \frac{R_3^2}{2\mathcal{J}_3} \qquad (I.2)$$

- R, moment cinétique de rotation du coeur, est repéré dans le référentiel lié au noyau (R_1, R_2, R_3)
- $\mathcal{J}_1$, $\mathcal{J}_2$, $\mathcal{J}_3$ sont les moments d'inertie suivant les axes principaux 1, 2, 3, figure (I.1).

En faisant intervenir le moment angulaire total I (cf figure I.1), le hamiltonien collectif se décompose en trois parties. Il s'écrit, dans le cas d'un noyau à symétrie axiale ($\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_2 = \mathcal{J}$, $R_3 = 0$)

$$H_{coll} = \underbrace{\frac{I^2 - I_3^2}{2\mathcal{J}}}_{H_1} + \underbrace{\frac{j^2 + j_3^2}{2\mathcal{J}}}_{H_2} \underbrace{- 1/\mathcal{J}\,(I_1\ j_1 + I_2\ j_2)}_{H_3} \qquad (I.3)$$

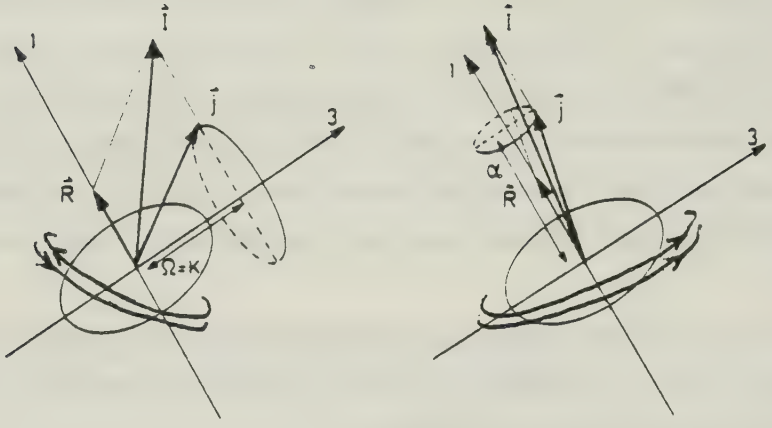


Fig. I.1.: Repérage des différents moments cinétiques et de leurs projections d'un noyau à symétrie axiale suivant l'axe 3

$\vec{R}$ = moment cinétique de rotation du coeur

$\vec{j}$ = moment angulaire du ou des nucléons hors du coeur

$\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$

K, Ω : projections de $\vec{I}$, $\vec{j}$ sur l'axe de rotation

a) couplage fort : alignement de $\vec{j}$ sur l'axe de symétrie (de déformation)

b) alignement de j sur l'axe de rotation.

Nous avons aussi représenté les "trajectoires" des particules dans les deux cas d'appariement et de paire brisée .

H_1 correspond à la rotation pure, et agit sur les variables collectives,
H_2 dépend uniquement des variables intrinsèques et peut être intégré dans H_{intr},
H_3, représentant les forces de Coriolis agissant sur la particule dans le système du coeur en rotation, est le seul terme de couplage entre les degrés de liberté individuel et collectif (rotation).

Les éléments de matrice de H_3 dans la base des états propres de $H_1 + H_{intr}$ étant proportionnels à :

$$\frac{1}{\mathcal{J}} \left[(I(I+1) - I_3^2) \quad (j(j+1) - j_3^2) \right]^{1/2} \qquad (I.4)$$

le couplage de Coriolis sera le plus efficace pour des orbitales de j élevé ($i_{13/2}$ par exemple) et de projection j_3 faible.

On associe en général à ce couplage l'image classique de la force de Coriolis : en effet, un nucléon hors d'un coeur qui tourne à la fréquence ω voit l'accélération $\vec{\gamma} = \vec{\gamma}_r + \vec{\gamma}_e + \vec{\gamma}_c$ exprimée dans le référentiel du laboratoire, $\vec{\gamma}_r$ et $\vec{\gamma}_e$ décrivant le mouvement relatif et d'entraînement. L'accélération complémentaire de Coriolis $\vec{\gamma}_c$ égale à $2\vec{\omega} \wedge \vec{v}_R$, $\vec{v}_R$ étant la vitesse relative du nucléon par rapport au coeur, est d'autant plus importante que $\|\vec{\omega}\|$, $\|\vec{v}_R\|$ et $\|\vec{\omega} \wedge \vec{v}_R\|$ sont grands.

A faible fréquence de rotation, le mouvement intrinsèque des nucléons à l'intérieur du noyau est peu perturbé par la rotation de l'ensemble (hypothèse adiabatique) : le couplage de Coriolis peut être traité comme une perturbation. Mais à mesure que le spin I augmente, ce traitement n'est plus valable. Les changements profonds des mouvements individuels avec le moment angulaire total induisent à leur tour des modifications des formes d'équilibre du noyau.

I.2.b - Evolution du mouvement des nucléons et de la forme du noyau en fonction du moment angulaire

Nous pouvons schématiser cette évolution progressive et complexe, étant entendu que l'expérience doit ensuite confirmer ou infirmer ces prédictions. Ainsi, certaines des déformations

d'équilibre exposées ci-dessous n'ont pas été mises en évidence clairement du point de vue expérimental.

La forme d'une goutte liquide classique évolue en fonction du moment angulaire. Les trois principales étapes de cette évolution, schématisées sur la figure I.2 (Rin 80) sont les suivantes :

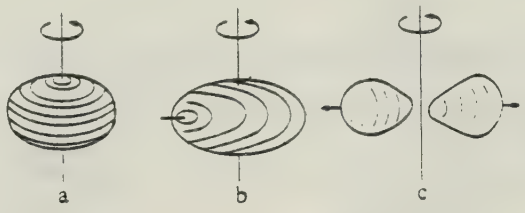


Figure I.2:Evolution de la forme de la goutte liquide classique avec le moment angulaire .

Partant d'une forme sphérique au repos, elle commence, à basse fréquence, par s'aplatir suivant son axe de rotation (a). Elle trouve ensuite, quand on augmente la fréquence, un régime de rotation autour du petit axe d'une forme ellipsoïdale allongée (b), avant de fissionner (c).

Nous savons toutefois que la goutte quantique nucléaire montre un comportement assez différent (figure I.3) (Rin 80) :

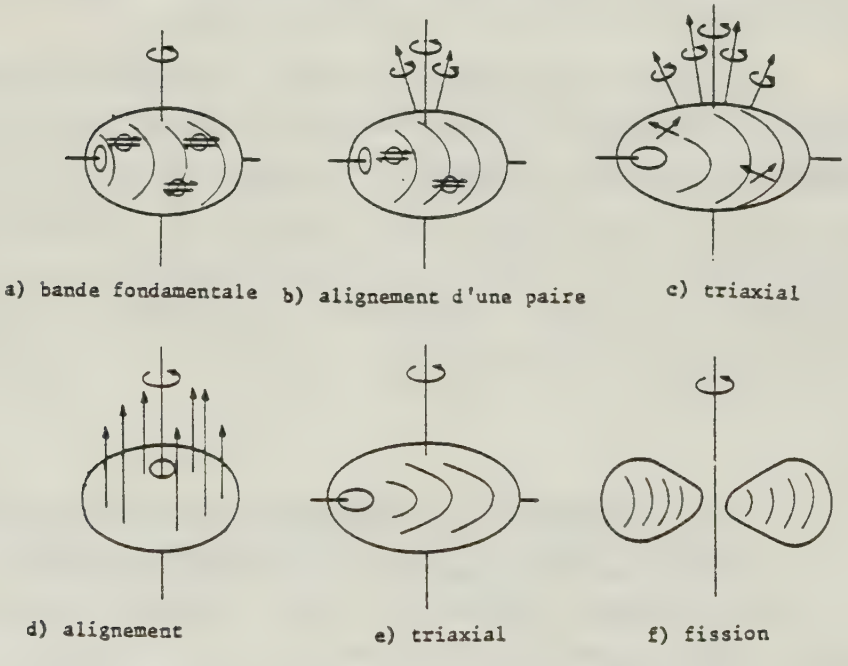


Figure I.3 : Evolution de la forme de la goutte quantique avec le moment angulaire .

i) dans son état fondamental, le noyau pair-pair présente très fréquemment, en effet, une forme déjà ellipsoïdale allongée ("prolate"). L'appariement des nucléons lui confère alors un moment angulaire total $I = 0$.

ii) pour un tel noyau, déjà déformé à l'état fondamental, aux moments angulaires faibles ($I = 2, 4, 6...$), la forme reste sensiblement inchangée (figure I.3.a). La rotation d'ensemble, suivant un axe obligatoirement perpendiculaire à l'axe de symétrie, produit un spectre d'énergie caractéristique suivant la séquence en $(\hbar^2/2\mathcal{J})\,I(I+1)$.

I augmentant, ($I \approx 10$-$20\hbar$) les forces de Coriolis deviennent importantes (figure I.3.b). Elles tendent à briser les paires et à aligner les moments angulaires individuels des nucléons sur l'axe de rotation suivant un effet gyroscopique. Cet alignement est maximum pour les orbitales de j élevé (par exemple, i13/2 dans la région des terres rares puisque cette orbitale y est proche du niveau de Fermi).

C'est cet alignement des nucléons sur l'axe de rotation qui, rompant la régularité de la ligne yrast, va être responsable dans certains cas du phénomène de backbending : la bande à deux quasi-particules alignées croise la bande fondamentale à une certaine fréquence de rotation et constitue ensuite la ligne yrast. Cette bande à deux quasi-particules alignées est généralement de type i13/2 dans les terres rares. Ce croisement peut se traduire par un accroissement plus ou moins soudain du moment d'inertie à la fréquence critique (perte de supraconductivité), dépendant de la force de l'interaction entre la bande fondamentale et celle à deux quasi-particules alignées.

iii) pour des fréquences de rotation encore plus grandes ($I \gtrsim 20$-$40\hbar$) des paires ($h_{11/2}$) autres que du type i13/2 vont pouvoir se briser et aligner leurs spins sur l'axe de rotation : c'est le phénomène du deuxième backbending (Be79 ,Pie80).

Pour ces grandes fréquences de rotation, l'alignement en plus grand nombre des moments angulaires individuels induit une distribution équatoriale de la probabilité de présence des particules. Cet effet

induit une composante "aplatie" dans la déformation d'ensemble qui est généralement de type "allongée". Le noyau acquiert alors probablement une forme de type triaxial (fig.c).

iv) Pour les spins encore plus grands ($I > 50\ \hbar$), l'alignement des particules pourrait devenir complet (figure I.3.d) et le noyau, "oblate", tournerait alors autour de son axe de symétrie(Bo75). Ce type de rotation sera exposé plus en détail dans le paragraphe suivant. Signalons ici simplement que les excitations sont alors de type individuel donc avec apparition possible de trappes yrast. A très haut spin, où on pouvait l'attendre, ce régime n'a pas été mis en évidence expérimentalement. Il est cependant d'une grande importance vers des moments angulaires relativement peu élevés (10-30 $\hbar$) pour des noyaux faiblement déformés dans leur état fondamental (région des Plombs ou des terres rares proches des couches fermées).

v) enfin pour les spins extrêmes que peuvent supporter les noyaux (60-70 $\hbar$ pour les terres rares), leur comportement tend vers celui de la goutte liquide classique aux mêmes vitesses de rotation, les caractères macroscopiques devenant prépondérants (figures I.3.e et I.3.f).

Après cet exposé très qualitatif qui permet cependant de se rendre compte à quel point mouvements individuels de nucléons et mouvements d'ensemble du noyau sont intimement liés dans la physique des hauts spins, nous allons décrire rapidement les approches théoriques qui, à très haut spin, permettent de rendre compte d'une manière unifiée et microscopique de ces deux aspects de la réalité.

I.3 - Description quantitative : modèles phénoménologiques

La description quantitative des phénomènes étudiés passe par trois étapes principales :

- Nous rappelons tout d'abord les bases du modèle en couches et du modèle de la goutte liquide, et ce qu'ils peuvent apporter à la compréhension des résultats expérimentaux.
- Nous regarderons ensuite les modifications des résultats du modèle en couches en fonction de la fréquence de rotation du noyau

(méthode du cranking) : énergies des orbitales, orbitales occupées...

- Cependant, les seules énergies individuelles, par exemple, ne permettent pas d'expliquer l'énergie d'excitation totale du noyau, à une fréquence de rotation donnée. D'autre part, les énergies calculées avec le modèle de la goutte liquide en rotation ne reproduisent pas les caractéristiques des noyaux sur toute la gamme des masses (noyaux proches ou éloignés des couches fermées) .

Pour concilier les données, la procédure de Strutinsky peut être utilisée, qui extrait des deux modèles leurs parties constructives.

I.3.a - Modèle en couches et modèle de la goutte liquide

- Un champ moyen convenable, type Woods-Saxon ou oscillateur harmonique modifié, respectant en particulier symétries et déformations nucléaires, peut être introduit dans l'équation de Schrödinger, avec des corrections de pairing. Il conduit alors à un spectre d'états individuels capable de rendre compte de la plupart des propriétés nucléaires. Parmi elles, citons de nombreux modes d'excitation reconnus depuis longtemps comme modes d'excitation particule-trou de nucléons de valence, voisins du niveau de Fermi.

- Un tel modèle en couches ne peut cependant rendre compte à la fois de ces propriétés dites individuelles, et des propriétés globales ("bulk properties") telles que l'énergie de liaison totale. La description simultanée de ces deux types de propriétés passe en effet par des procédures Hartree-Fock(cf Qu78) dans lesquelles le champ moyen est construit à partir d'une interaction effective nucléon-nucléon. Cependant, une très bonne approximation des seules propriétés globales est obtenue simplement à partir du modèle phénoménologique de la goutte liquide classique : typiquement, sur des énergies de liaison de l'ordre du millier de MeV, seuls quelques 5 MeV d'origine purement quantique (effets de couche) lui échappent. Il rend donc compte de manière satisfaisante de la majeure partie de ces quantités, parties lentement variables en fonction du nombre de nucléons.

I.3.b - Modèle en couches pour un noyau en rotation ; méthode du cranking (An 76).

Un des buts du modèle en couches est la détermination des orbitales individuelles, de leurs énergies, des orbitales occupées par les nucléons, grandeurs très dépendantes du moment angulaire, surtout à grande fréquence de rotation, et si l'on se place sur une grande plage de moment angulaire. Le "cranking model" fournit entre autres ces différentes quantités en fonction de la fréquence de rotation. Son idée de base est d'introduire un système de référence lié à la rotation du coeur et de considérer les nucléons comme des particules indépendantes se mouvant dans un potentiel moyen qui tourne avec le système de référence.

Le Hamiltonien correspondant à une particule s'écrit :

$$h(t) = p^2/2m + V(r,t) \qquad \text{(I.5)}$$

où $V(r,t) = V(r, \theta, \varphi - \omega t, 0)$, (r,θ,φ) étant les coordonnées polaires classiques par rapport à l'axe de rotation du coeur (I.6)

L'équation de Schrodinger s'écrit pour une particule

$$h(t)\,\psi(t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\,\psi(t) \qquad \text{(I.7)}$$

Pour se ramener à un problème indépendant du temps, on applique la transformation unitaire $U = e^{i\omega J_z t/\hbar}$ au système.

Soient :

$$h(0) = U h(t) U^{-1} \quad \text{et} \quad \tilde{\psi} = U\psi \qquad \text{(I.8)}$$

La résolution de notre problème passe par celle de l'équation indépendante du temps :

$$h_\omega \tilde{\psi} = \left(h(0) - \omega j\right)\tilde{\psi} = \varepsilon'_\omega \tilde{\psi} \qquad \text{(I.9)}$$

h_ω est l'hamiltonien effectif, identique à celui qui est vu à partir du référentiel lié au noyau.

Les énergies du Hamiltonien initial sont :

$$\varepsilon_\omega = \underbrace{\varepsilon'_\omega}_{\text{énergie d'excitation}} + \underbrace{\omega \langle \tilde{\psi} | j | \tilde{\psi} \rangle}_{\text{"terme de Coriolis" = énergie dûe à la rotation}} \qquad \text{(I.10)}$$

Elles dépendent donc de la rotation.

Dans le cas où l'axe de rotation est l'un des axes principaux du potentiel, le Hamiltonien à plusieurs corps s'écrit :

$$H_\omega = H - \omega J_x = \sum_{i=1}^{A} h_\omega^{(i)} \qquad (I.11)$$

où J_x est égal à $\sum_{i=1}^{A} j^{(i)}$

et H est une somme de hamiltoniens à un corps.

L'état de plus basse énergie pour un moment angulaire donné (état yrast) est obtenu en remplissant les orbitales du potentiel dans le référentiel tournant.

I.3.c - Corrections de couches (St 68, Br 81)

Comme nous l'avons signalé plus haut, le modèle de la goutte liquide reproduit bien les propriétés globales des noyaux peu dépendantes du nombre exact de nucléons, alors que le modèle en couches renseigne sur les excitations de quelques particules. La procédure de Strutinsky présente l'avantage de concilier l'utilisation des apports intéressants des deux modèles.

L'énergie d'excitation d'un noyau à déformation (β, γ), au spin I s'écrit :

$$E(\beta, \gamma, I) = E_{LDM}(\beta, \gamma, I) + E_{oscillante}(\beta, \gamma, I) \qquad (I.13)$$

où : - la partie lentement variable, donnée par le modèle de la goutte liquide (liquid drop model) à la même déformation (β, γ), reproduit la ligne générale ;

- la partie oscillante correspond aux corrections de couches et est calculée à partir des énergies e'_i obtenuesavec le modèle en couches du noyau en rotation.

Elle est estimée égale à $E_{sh}(\beta, \gamma, I) - \widetilde{E}_{sh}(\beta, \gamma, I)$, différence entre l'énergie de modèle en couches (shell model) et sa moyenne sur les états occupés calculés avec une densité régulière.

Bien que lourde du point de vue calcul, cette méthode permet de décrire les noyaux jusqu'aux grands moments angulaires : on obtient, en fonction du moment angulaire I, la déformation d'équilibre du noyau

ainsi que les fonctions d'onde des états yrast. Ainsi, il est possible de suivre les changements de forme et les modes d'excitation privilégiés du noyau avec la fréquence de rotation. En aucun point, elle ne considère avec plus d'importance les contributions individuelles ou collectives ; elle peut ainsi retrouver tous les degrés de couplage entre les deux modes d'excitation.

I.4 - Rotation autour de l'axe de symétrie : cas de ^{154}Er

Les résultats de calculs, tels que décrits ci-dessus, des équipotentielles $E(\beta,\gamma)$ pour un spin I donné montrent que les noyaux proches des couches fermées comme le noyau $^{154}_{68}Er_{86}$ présentent, au moins jusqu'à des spins de 20-30 $\hbar$, une forme d'équilibre aplatie, avec rotation autour de l'axe de symétrie x. L'excitation la plus facile peut être réalisée par l'alignement des moments angulaires des nucléons périphériques suivant l'axe de rotation.

Cette structure particulière présente,en plus d'un comportement moyen semblable au cas limite des noyaux tournant autour de l'axe perpendiculaire à l'axe de symétrie, des caractères "propres" (trappes yrast).

I.4.a - Propriétés collectives :

- Le moment angulaire total I est dû à la somme des moments des particules. Il s'écrit, dans ce cas :

$$I = J_x = \sum_{i=1}^{A} j_x^{(i)}$$

- Le hamiltonien d'une particule s'écrit :

$$h_\omega^{(i)} = h(0) - \omega j^{(i)}$$

L'équation I.10 appliquée ici donne :

$$e_\omega^{(i)} = e'^{(i)}_\omega + \omega\alpha_i$$

car $\vec{\psi}$, fonction propre de h_ω, est aussi fonction propre de j_x, de valeur propre notée ici α_i. L'énergie "yrast" est obtenue en minimisant

$$E' = \sum_{i=1}^{A} e'^{(i)}_\omega$$

- A mesure que ω augmente, les énergies e_i' et donc les niveaux occupés changent, de telle sorte qu'en moyenne $\langle J_x \rangle$ croît régulièrement avec ω, permettant de définir un moment d'inertie effectif, variant peu sur une large plage de ω (figure I.4).

I.4.b - Trappes yrast

Dans le cas de la rotation autour de l'axe de symétrie, l'excitation totale est entièrement dûe à celles des particules .

A la différence des états générés par des mouvements collectifs, l'espacement des niveaux présente une distribution en énergie de nature statistique,favorisant ainsi l'existence d'états isomériques (trappes yrast).

- Par le jeu de combinaison des orbitales en fonction de la fréquence de rotation l'ordre des niveaux peut être très perturbé par rapport au cas collectif : les transitions rapides correspondantes sont alors interdites.

- Même dans le cas d'ordre régulier, la structure interne des états I-2, I-1, peut être très différente de celle de I ; un recouvrement plus faible des fonctions d'onde respectives réduit naturellement les probabilités de transition déjà faibles (comparables aux probabilités en unités Weisskopf).

De nombreux travaux expérimentaux ont confirmé, notamment dans la région des terres rares, l'existence d'états isomériques prévue par les calculs (Pe 77, Ag 78). Dans le chapître IV, nous déterminons la fonction d'onde de l'état isomérique de ^{154}Er.

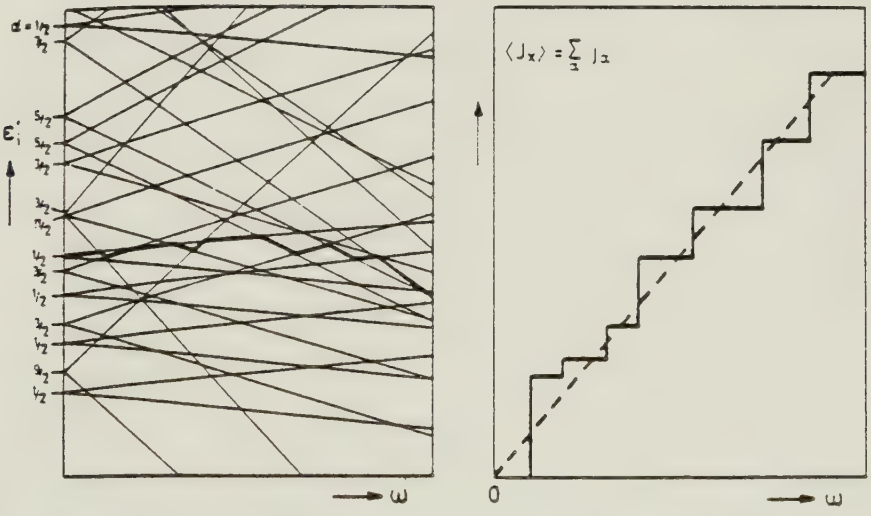


Figure I.4 : Les orbitales occupées dans le référentiel tournant a) et la projection du moment angulaire total sur l'axe de rotation b) en fonction de la fréquence de rotation (Rin 80).

C H A P I T R E II

RÉACTION DE FUSION.

FORMATION ET DÉSEXCITATION DU NOYAU COMPOSÉ.

Nous exposons d'abord les conditions de la réaction de fusion avec formation de noyau composé et les facteurs qui la limitent. Nous suivons ensuite la désexcitation du noyau, par émission de particules légères et de rayonnements γ.

II.1 - Réaction de fusion

Rappelons que le but de notre travail est d'étudier l'évolution de la structure du noyau ^{154}Er depuis les moments angulaires moyennement élevés jusqu'aux spins maximaux que le noyau puisse supporter. Pour peupler ces niveaux il nous fallait donc choisir les réactions de type fusion-évaporation qui permettent d'atteindre des moments angulaires extrêmes. Nous allons brièvement décrire la vie d'un noyau, elle-même fort brève : quelques dizaines de picosecondes ou de nanosecondes, depuis sa formation à très haute énergie d'excitation par la réaction de fusion jusqu'à son refroidissement ultime lorsqu'il parvient à l'état fondamental du noyau résiduel.

II.1.a Quelques caractéristiques générales :

Le noyau composé, dans les réactions que nous considérons ici, possède toujours une énergie d'excitation extrêmement élevée, qu'il est aisé de calculer si les masses des noyaux en jeu sont connues. Prenons le cas de la réaction $^{32}S + ^{126}Te \rightarrow ^{158}Er^*$ que l'on développera et analysera par la suite, les ions ^{32}S étant à une énergie cinétique de 148 MeV. Des considérations simples de cinématique donnent l'expression de l'énergie d'excitation du noyau composé :

$$E^* = \frac{A_{cible}}{A_{projectile} + A_{cible}} E + Q \qquad (II.1)$$

où Q est égal à $\Delta M_{cible} + \Delta M_{projectile} - \Delta M_{noyau\ composé}$ (II.2)

et E est l'énergie cinétique du projectile.

Dans notre cas, (Wap71)

$$E^* \simeq 66 \text{ MeV} \qquad (II.3)$$

Pour atteindre les noyaux d'Erbium proches de la couche fermée N = 82 que nous voudrions étudier, seules les réactions de fusion-évaporation sont utilisables : les réactions de transfert ou d'excitation coulombienne, par leur nature même, ne permettent d'étudier les excitations que des noyaux stables ou proches de la ligne de stabilité. D'autre part, les fréquences de rotation extrêmes que nous désirions étudier n'y sont pas atteintes.

Nous insistons aussi sur le fait que les réactions de fusion-évaporation présentent la possibilité d'étude continue du noyau dans une région très large en moment angulaire, et permettent ainsi de suivre l'évolution de la structure du noyau avec son degré d'excitation et son spin.

II.1,b Distribution en moment angulaire dans le noyau composé :

Etant donné que la longueur d'onde réduite des systèmes étudiés est toujours plus petite que les dimensions nucléaires dans des réactions où l'énergie du projectile est de l'ordre de la centaine de MeV ($\lambda\!\!\!^{-} = h/p = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu E_{CM}}} = 8.10^{-2}$ Fermi), un traitement classique de la collision est possible, et donne les ordres de grandeur corrects des quantités importantes.

La section efficace est calculée géométriquement. Si b est le paramètre d'impact associé à l'onde partielle ℓ,

$$b = \lambda\!\!\!^{-}/p \ \ell(\ell+1) \qquad \text{(II.4)}$$

la section efficace pour l'onde ℓ peut s'écrire :

$$d\sigma = \pi \lambda\!\!\!^{-2} (2\ell + 1) T_\ell(E_o) \qquad \text{(II.5)}$$

où $T_\ell(E_o)$ est le coefficient de transmission de l'onde à l'énergie E_o du projectile.

L'hypothèse du "sharp-cut-off" pour la réaction de fusion avec formation de noyau composé consiste à supposer que, lorsque l'énergie dans le référentiel du centre de masse E_{CM} est supérieure à la barrière coulombienne E_{Coul} :

$$T_\ell = 1 \text{ pour } \ell < \ell_c \quad ; \quad = 0 \text{ pour } \ell > \ell_c \qquad \text{(II.6)}$$

où ℓ_c est une valeur critique du moment angulaire, que l'on peut évaluer à partir de la section efficace de fusion dans l'hypothèse du "sharp cut-off".

$$\sigma_{fusion} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} (\ell_c + 1)^2 \qquad \text{(II.7)}$$

La section efficace correspond ici aux réactions de fusion suivies de l'évaporation statistisque de particules légères (neutrons, protons , ...) .

Sans connaître la section efficace de fusion, on peut néanmoins estimer une valeur par excès de ℓ_c : c'est le moment angulaire maximum ℓ_{max} de la voie d'entrée, estimé classiquement pour une collision tangentielle :

$$\ell_{max} = (R_o/\hbar) \sqrt{2\mu (E_{CM} - E_{coul})} \qquad \text{(II.8)}$$

où R_0 est égal à $R_1 + R_2$ (rayons des noyaux projectile et cible) et μ est la masse réduite du système.

En unités adéquates :

$$R = 1.16\ A^{1/3} \text{ (fm)} \qquad \text{(II.9)}$$

$$E_{Coul}(\text{MeV}) = Z_I \cdot Z_2 \cdot 1.44/I.I6(A_I^{1/3} + A_2^{1/3} + 2) \qquad \text{(II.10)}$$

Ainsi, $\ell_{max} = 36\ \hbar$ pour la réaction $^{32}S + ^{126}Te$ à 150 MeV
et $\ell_{max} = 64\ \hbar$ pour la réaction $^{40}Ar + ^{118}Sn$ à 185 MeV,
étudiée dans le chapître IV.

La figure II.1 au verso indique, en fonction de la masse des noyaux, le moment angulaire critique, calculé dans le modèle de la goutte liquide classique. Il présente un maximum pour les masses de l'ordre de 130-150, d'où l'intérêt des terres rares pour l'étude des hauts moments angulaires. L'importante limitation vers les petites masses est dûe à l'émission de particules (énergie de surface plus faible) et celle vers les noyaux plus lourds s'explique par l'ouverture des voies de fission (énergie de répulsion coulombienne plus importante).

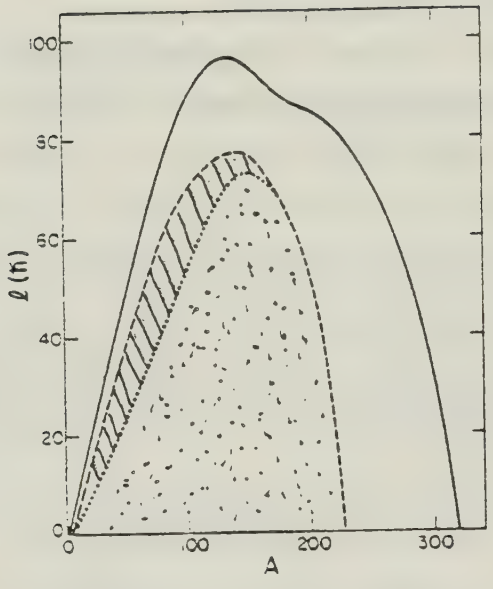


Fig. II.1 : Moments angulaires maxima en fonction de la masse A (pour les noyaux stables par rapport à l'émission β) :

La ligne pleine correspond à une barrière de fission nulle ; la ligne pointillée correspond à une barrière de 9 MeV (Co 74) Il y a prédominance d'émission de particules légères dans la région hachurée, de rayonnement γ dans la zone tachetée.

II.2 - Désexcitation du noyau composé

II.2.a : Refroidissement du noyau, dissipation du moment angulaire:

La distribution du moment angulaire dans le noyau composé formé par une réaction de fusion est schématiquement de forme triangulaire (selon les relations II.5 et II.6). La désexcitation peut être décrite grâce au modèle statistique : chaque état évolue indépendamment des autres, suivant les différentes voies de désexcitation possibles, les probabilités d'embranchement étant déterminées par les largeurs respectives de ces voies. L'hypothèse statistique se justifie par la grande densité d'états à ces énergies.

Etant donnée la nature des interactions, les voies de sortie les plus probables sont d'abord l'évaporation de particules légères n, p, alpha et la fission, pour les spins élevés. Vient seulement ensuite l'émission électromagnétique, lorsque l'énergie d'excitation devient comparable à l'énergie de liaison des nucléons.

Donnons ici quelques points de repère analytiques permettant de préciser le modèle statistique :

Le taux de décroissance d'un état (E_i, J_i) vers un état (E_f, J_f) peut s'écrire :

$$R(E_i,J_i,E_f,J_f) = 1/\hbar \quad \frac{\rho(E_f,J_f)}{\rho(E_i,J_i)} \sum_{\ell} T_\ell (E_b) \qquad \text{(II.11)}$$

où $\rho(E , J)$ est la densité de niveaux de spin J à l'énergie E et où T_ℓ est le coefficient de transmission pour le moment angulaire orbital ℓ compatible avec J_i et J_f.

Une approximation de $\rho(E)$, dans le modèle statistique de Fermi, est donnée par une expression proportionnelle à $(E - E_y)^{-2} \exp\left\{2\left[a(E - E_y)\right]^{1/2}\right\}$ où E_y est l'énergie yrast correspondant à E, et a un paramètre de densité (Gi 65). On peut ainsi décrire le taux d'alimentation des états finals f par $R(E_f) \propto (E_f - E_y)^{-2} \exp\left\{2\left[a(E_f - E_y)\right]^{1/2}\right\}$ (si on ne prend pas en compte le spin). L'approximation est d'autant plus valable que l'hypothèse statistique est justifiée, c'est-à-dire aux grandes énergies d'excitation.

Ce terme $R(E_f)$ implique pour la particule une tendance à décroître en moment angulaire afin de s'éloigner de la ligne yrast, puisque la densité s'élève quand $E - E_y$ croît. Cependant, cette tendance

est contrecarrée par l'augmentation de la barrière centrifuge avec ℓ (T_ℓ décroît). Finalement, dans le plan (E,J), le point représentatif de l'état se rapproche de la ligne yrast à mesure que le noyau se désexcite. Les particules évaporées emportent finalement, en moyenne, peu de moment angulaire.

II.2.b Compétition entre les différentes voies de sortie à émission de particules :

L'émission de neutrons, protons ou alphas dépend des valeurs relatives de la barrière coulombienne E_{Coul} (nulle pour les neutrons), de l'énergie de liaison et de la barrière centrifuge. C'est l'action combinée des trois facteurs qui explique la prépondérance de l'une ou de l'autre des particules.

La barrière coulombienne favorise évidemment l'émission de neutrons par rapport à celle des particules chargées. Cependant à mesure que l'on s'éloigne de la ligne de stabilité, les valeurs des énergies de liaison deviennent telles que l'émission de protons ou particules alphas entre efficacement en compétition avec celle des neutrons. Le nombre de voies ouvertes augmente alors et les spectres γ deviennent de plus en plus complexes.

La figure II.2, extraite d'un article de Hillis et al (Hi79), montre la désexcitation du noyau composé ^{164}Er formé par réaction fusion-évaporation de ^{40}Ar sur ^{124}Sn, calculée grâce au code GROGI. En projection nous voyons les distributions en énergie d'excitation et en moment angulaire après l'évaporation de x neutrons (x = 3,4,5..,...). Les spins les plus élevés correspondent aux voies de sortie à faible nombre de neutrons et aux énergies totales γ les plus grandes .

L'énergie perdue à chaque évaporation de neutron est environ égale à $B_n + E_{cin}$ où B_n est l'énergie de liaison du neutron et E_{cin} son énergie cinétique. Elle s'élève typiquement à 10 MeV environ. Le moment angulaire emporté est faible, de l'ordre de 1$\hbar$.

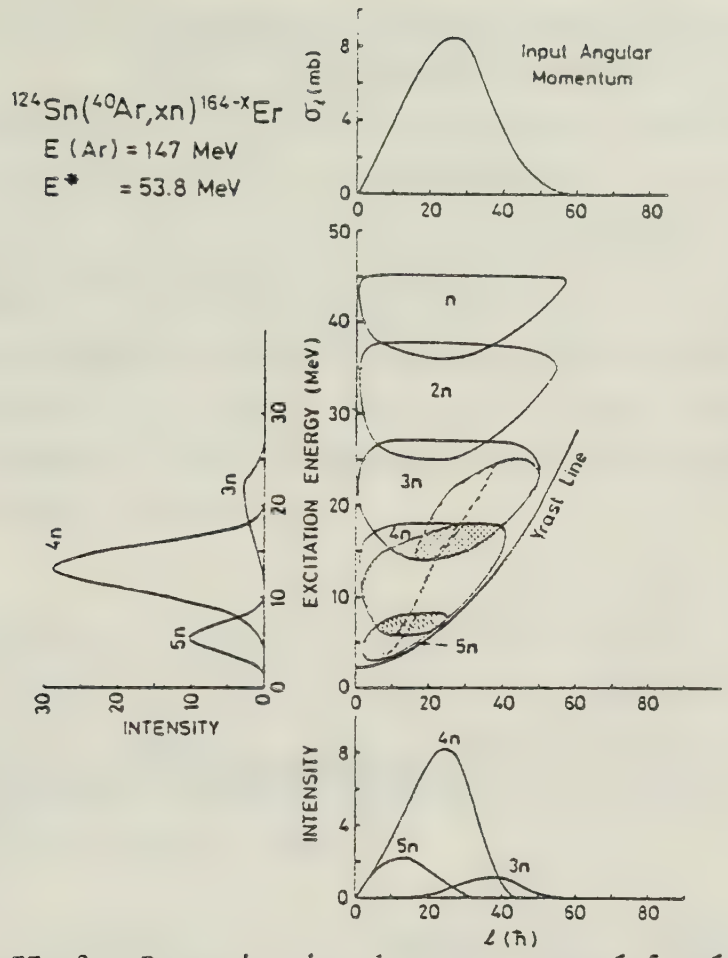


Figure II .2 : Desexcitation du noyau composé formé par réaction de fusion-évaporation . Les projections montrent,en fonction du moment angulaire la section efficace de la réaction,les distributions d'énergie d'excitation et de moment angulaire correspondant aux différentes voies de sortie .

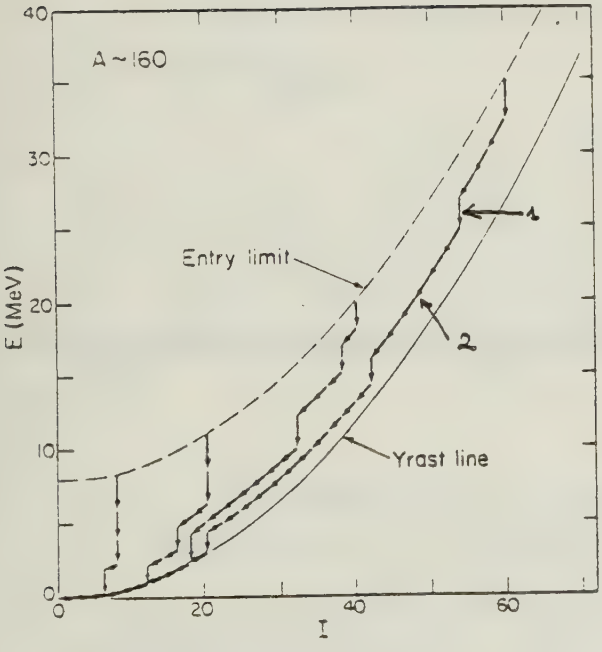


Figure II.3 : Schéma de désexcitation par rayonnement γ . On distingue les transitions n'emportant que peu de moment angulaire (1) et les transitions "yrast" dissipant la majeure partie du moment angulaire (2) .

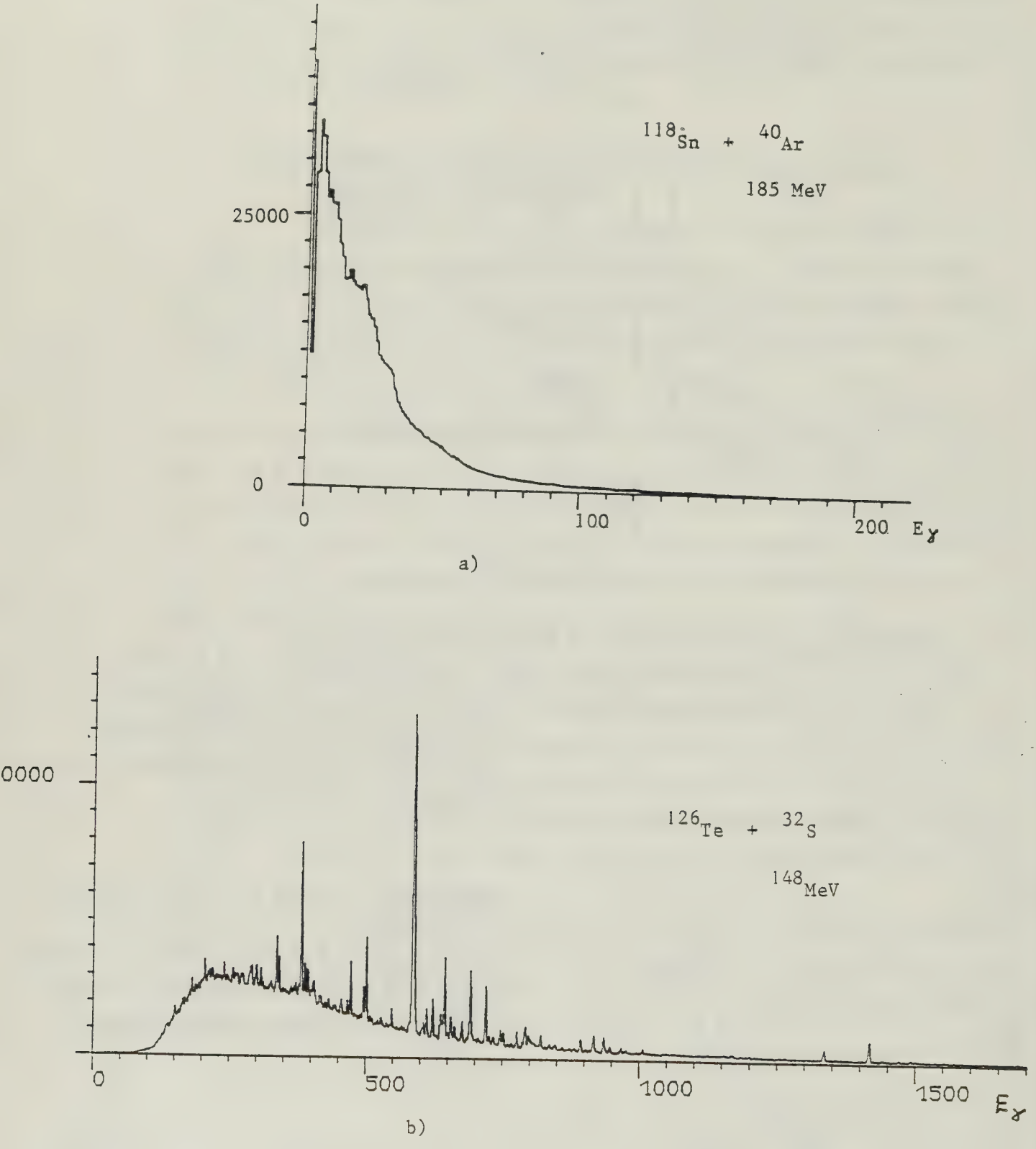


Figure II-4 : a) Spectre d'énergie enregistré avec un détecteur INa (expérience développée dans le chapitre V) ;40 keV/canal
b) Spectre enregistré avec un détecteur Ge-Li (expérience développée au chapitreIV) (étalonnage en énergie: 0.44 keV par canal .)

II.2. c Désexcitation par rayonnement électromagnétique

Quand la désexcitation du noyau l'a conduit à des états suffisamment proches de la ligne yrast, l'émission de rayonnement électromagnétique entre en compétition avec celle de particules : l'émission d'un neutron, qui se solderait par une perte d'énergie importante, conduirait en effet le noyau vers des états de densité très faible. La zone du plan (E,J) dans laquelle l'émission électromagnétique devient prépondérante se situe donc aux alentours de l'énergie $B_n + E_{cin}$ au-dessus de la ligne yrast. C'est la zone d'entrée de la voie considérée. On peut y distinguer deux sortes de raies aux caractéristiques très différentes :

- les raies γ statistiques vont faire baisser la température nucléaire: cette émission concerne les régions où la densité de niveaux est suffisante pour que l'on puisse appliquer les lois des modèles statistiques (assez loin de la ligne yrast). La distribution énergétique ne présente pas de structure spécifique du noyau émetteur, et son spectre est continu.

- Les raies γ de la "cascade yrast" concernent une région où les caractéristiques des niveaux dépendent de la stucture du noyau. Celle-ci peut évidemment varier avec le moment angulaire de la zone considérée. Les propriétés de cette cascade yrast (multipolarité des transitions, distribution en énergie) vont donc donner des renseignements sur la nature des excitations nucléaires pour le spin considéré. L'extension de cette zone au-dessus de la ligne yrast reste encore sujette à conjecture.

La figure II.3 représente schématiquement les différents types de raies ; les figures II.4 montrent des spectres γ mesurés respectivement avec un détecteur NaI et un détecteur GeLi. On note ainsi les deux aspects continu et discret du spectre total que les différents détecteurs peuvent mettre en valeur.

c-1 : Les rayonnements γ statistiques

Leur nature statistique se traduit par une probabilité de transition par unité d'énergie, pour une radiation de multipolarité l :

$$T(i \rightarrow f) = M^2_{if} \, E^{2l+1} \, \frac{\rho(E_f - E_\gamma)}{\rho(E_i - E_\gamma)} \qquad (II.12)$$

où l'expression de la densité de niveaux ρ est discutée plus en détails au chapître V, et où M_{if} est l'élément de matrice de transition tenant compte du caractère à un corps de l'opérateur multipolaire considéré (Li 78).

Deux points sont à noter dans cette formule :

- L'élément de matrice M_{if} favorise les transitions dipolaires électriques ;
- Le terme E^{2l+1} favorise les grandes énergies, mais $\rho(E_f - E_\gamma)$ contrecarre cet effet.

L'équilibre entre ces différents facteurs conduit à une distribution en énergie du type $N \propto E^n \exp(-E/kT)$, avec n et T comme paramètres, qui présente donc une décroissance exponentielle à haute énergie (figure II.4.a). Ces transitions sont encore peu étudiées. Il est cependant établi qu'elles emportent peu de moment angulaire et que leur multiplicité est de l'ordre de 3 à 4.

c-2 : Les rayonnements γ de type yrast

La deuxième composante importante dans le spectre est dûe aux transitions yrast, désexcitant le noyau le long de cette ligne, et emportant une part notable du moment angulaire. La structure nucléaire intervient dans la nature de ces transitions. Pour des moments angulaires moyens ($\lesssim 20\hbar$) les transitions sont résolues, mais à mesure que le spin augmente ($\gtrsim 25\hbar$), les niveaux deviennent suffisamment denses pour que le spectre paraisse continu. On observe, se démarquant du fond des γ statistiques, des irrégularités douces (bosses) qui sont les contributions de ces transitions, telles que nous en verrons dans le chapitre V.

Schématiquement, dans le cas d'excitation collective (noyau déformé tournant autour de l'axe perpendiculaire à l'axe de symétrie par exemple), on note une grande proportion de transitions E2 étirées, très accélérées par rapport aux estimations de particule indépendante (Bo75) Au contraire, quand le moment angulaire est produit par l'alignement de quelques particules (mouvement non collectif), les probabilités de transition sont comparables à celles exprimées en unités Weisskopf . C'est dans ce cas que la cascade yrast peut présenter des états isomériques décrits plus en détail déjà dans la partie I ,et tels que celui de ^{154}Er qui sera étudié .

C H A P I T R E III

PRINCIPE DES MESURES.

Les deux expériences qui composent notre travail utilisent le formalisme des distributions angulaires pour des rayonnements γ issus d'états alignés par réaction nucléaire . Les rayonnements γ étudiés étaient :

- d'une part les transitions non résolues entre les niveaux du continuum,
- d'autre part, les transitions discrètes désexcitant le niveau isomérique du noyau ^{154}Er.

L'étude des distributions angulaires permet, sous certaines conditions, de mesurer les multipolarités des transitions qui constituent un élément essentiel dans la compréhension de la structure nucléaire. La perturbation de ces distributions par des champs magnétiques internes ou externes permet de remonter au moment magnétique du noyau excité.

Cependant, la méthode n'est fructueuse que lorsqu'une anisotropie est présente effectivement : l'alignement des spins réalisé par réaction nucléaire est supposé ne pas être détruit avant la désexcitation.

III.1 - Alignement par réaction nucléaire.

Dans une réaction nucléaire où le projectile et la cible sont de spin nul (noyaux pair-pairs), le spin total J du noyau composé formé est perpendiculaire à la direction du faisceau à cause de la loi de conservation du moment angulaire (cf figure III.1). Pour une population de tels noyaux composés, J est distribué uniformément dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. C'est un cas particulier de l'alignement du moment angulaire (cf Appendice).

Par rapport au faisceau pris comme axe de quantification, la distribution angulaire va présenter une anisotropie, en restant de révolution autour de cet axe.

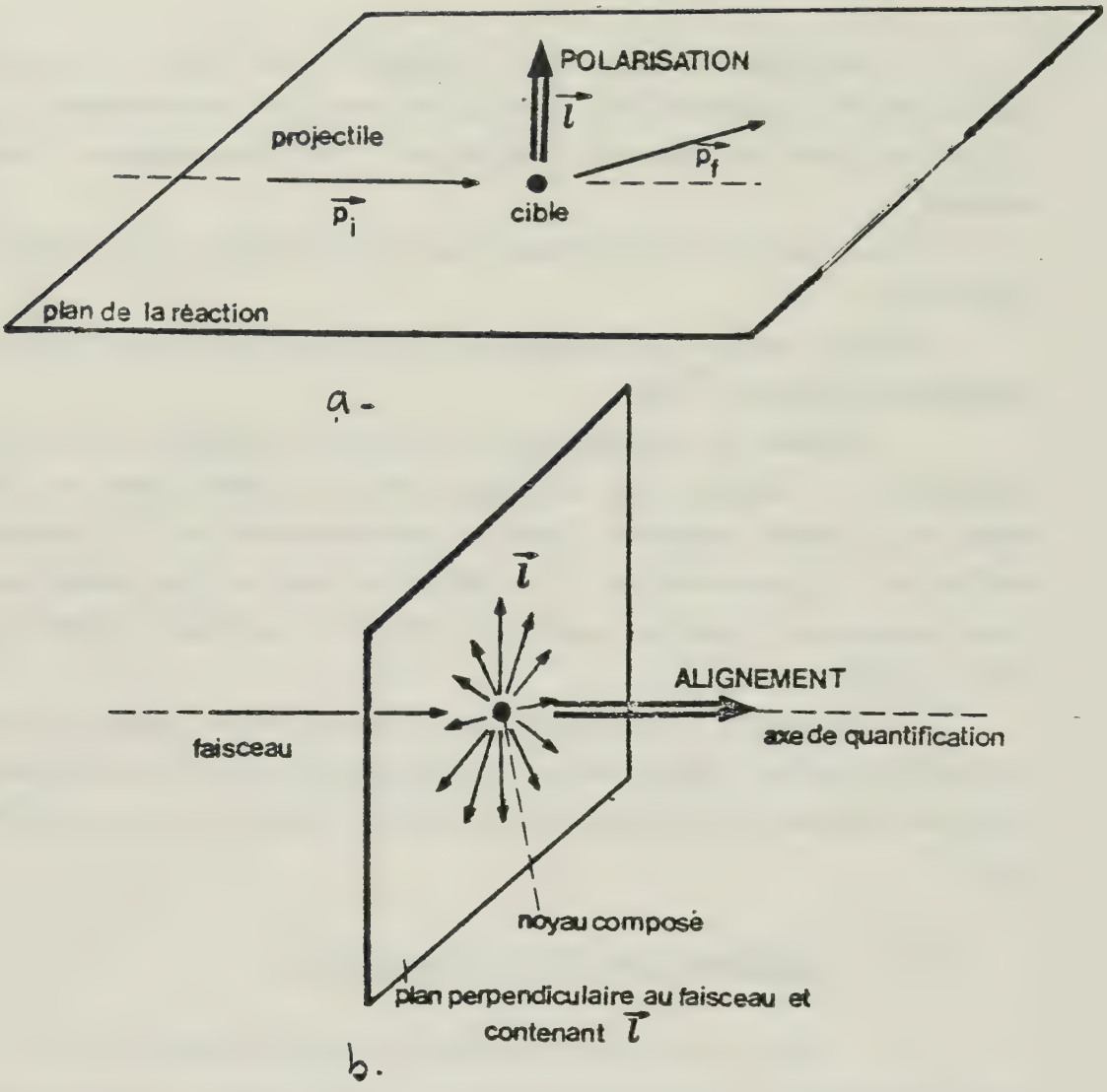


Figure III.1 :

a) Polarisation du moment angulaire dans une réaction quand la particule sortante n'a pas la même direction que le projectile ;

b) Alignement du moment angulaire par réaction avec formation de noyau composé . (cas particulier de P(m) =P(-m) , cf Appendice)

III.2 - Expression de la distribution angulaire

Le formalisme général de la distribution angulaire (pour plus de détail, voir l'Appendice) conduit à exprimer le taux d'émission d'un rayonnement γ de multipolarité λ, désexcitant un niveau de spin j_i, dans la direction faisant l'angle θ par rapport au faisceau par :

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^{k_{max}} A_k P_k(\theta) \qquad \text{(III.1)}$$

$$A_0 = 1 \text{ (normalisation)} \qquad k_{max} = \inf (2\lambda, 2j_i) \qquad \text{(III.2)}$$

où les P_k sont les polynômes de Legendre et les coefficients A_k sont fonction des moments angulaires initial et final, de la multipolarité λ de la transition, de son degré de mélange, de l'atténuation de l'anisotropie initiale dûe aux pertes d'alignement. Nous pouvons nous placer dans des cas simples où une estimation des coefficients A_k donne déjà un bon ordre de grandeur. Par exemple, en supposant que l'alignement est total, les coefficients A_k deviennent des termes purement géométriques qu'il est aisé de calculer.

Par ailleurs, à cause de la conservation de la parité, seules les composantes de degré pair apparaissent dans le développement de $W(\theta)$. En pratique, nous mesurons la distribution angulaire correspondant à plusieurs raies d'une même cascade désexcitant soit un niveau discret (transitions au-dessous du niveau isomérique de ^{154}Er) soit une zone d'entrée (transitions du continuum yrast). Dans le cas où les transitions sont étirées ($\Delta I = \lambda$), l'alignement initial est conservé tout le long de la cascade.

Si l'on peut supposer que les transitions de la cascade considérée sont essentiellement de type aligné, les raies γ de même multipolarité présenteront une distribution angulaire identique qu'il est facile de calculer en fonction du spin d'entrée de la cascade et de la multipolarité des transitions. Le tableau ci-dessous montre quelques valeurs des anisotropies attendues. L'anisotropie est définie comme le rapport des intensités mesurées à 0° et 90°.

Exemple :.		I = 20	I = 40
$\lambda = 2$	$I \rightarrow I-2$	r = 1.70	r = 1.61
$\lambda = 1$	$I \rightarrow I-1$	r = 0.64	r = 0.65

III.3 - Problème de l'atténuation

L'alignement réalisé au temps t = 0 de la réaction n'est pas obligatoirement conservé au cours du temps. Deux facteurs peuvent contribuer à l'atténuer ou le détruire (figure III.2) :

1 - L'émission de particules n, p, α puis des γ non étirés dont les moments angulaires et les spins sont orientés de manière aléatoire ;

2 - Les effets extra-nucléaires dûs aux champs hyperfins et les interactions avec le site hôte.

Dans notre cas, les particules émises emportent peu de moment par rapport aux spins des noyaux émetteurs. La perte d'alignement qui découle de cette étape est faible. En conséquence, on peut raisonnablement s'attendre à une émission anisotrope pour la région du continuum. Par contre, en ce qui concerne les raies discrètes le long de la ligne yrast et surtout en aval des états isomériques à durée de vie relativement longue, l'interaction entre le noyau et le milieu-hôte peut conduire à une perte d'anisotropie considérable. Nous reviendrons dans le chapître IV sur ces problèmes à l'occasion de la mesure du moment magnétique de l'état isomérique du noyau ^{154}Er.

Pour rendre compte de la perte d'alignement, on introduit des facteurs d'atténuation α_k. La distribution angulaire s'écrit alors :

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k=2}^{k_{max}} \alpha_k A_k^o P_k(\theta) \qquad \text{(III.3)}$$

où A_K^o sont les coefficients de la distribution angulaire dansle cas d'une atténuation nulle .

Des calculs approchés sur les distributions de spin après évaporation de neutrons (Ra 66) aboutissent à une évaluation simple de la perte d'anisotropie ; ainsi,

$$\alpha_2 = A^J / A^{0J} = \left(1 - \frac{3n\mu^2}{J(J+1)}\right) \qquad \text{(III.4)}$$

où n est le nombre de neutrons évaporés ;

$\langle\mu\rangle$ est le moment angulaire moyen emporté par le neutron perpendiculairement au plan d'alignement initial ;

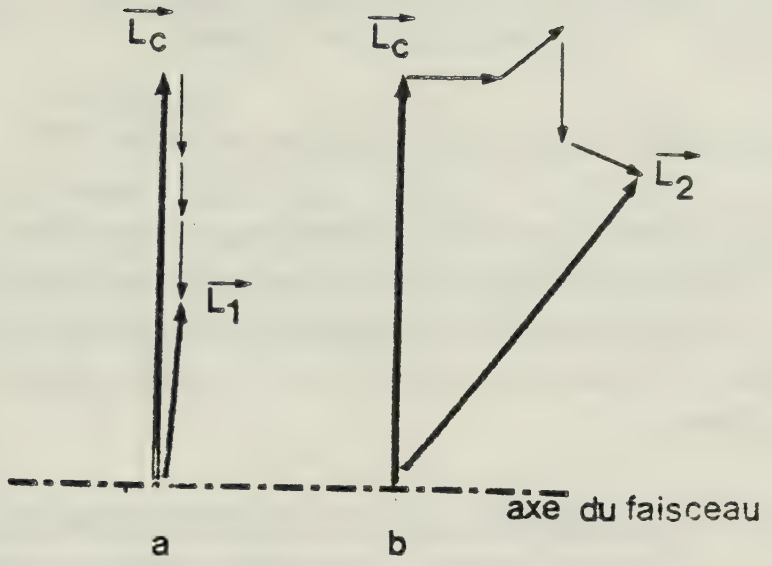


Figure III.2 :Emission de particules ou de rayonnement :
a) Le moment angulaire emporté est de même direction que le moment du noyau émetteur : il y a conservation de l'alignement initial;
b) Cas où il n'y a pas conservation de l'alignement .

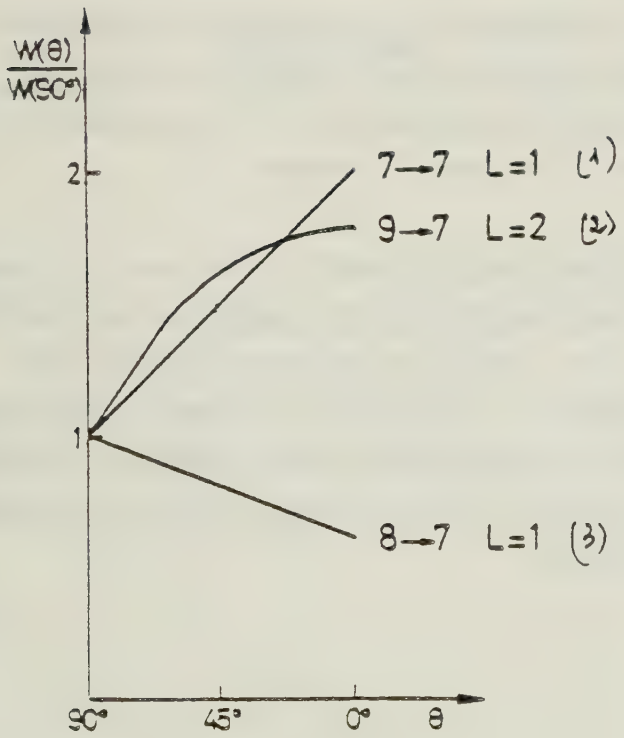


Figure III.3 : Exemple qui montre que l'analyse d'une distribution angulaire $W(\theta) / W(90°)$ ne permet pas toujours de conclure sur la multipolarité d'une transition .Ici,il y a ambiguïté entre les solutions (1) et (2) .

En appliquant cette formule à des cas réalistes (n = 5, J = 25 et $\langle\mu\rangle$ = 1 pour $|\vec{\ell}| = 2$, les directions étant distribuées aléatoirement dans l'espace, cf figure III.2), on obtient :

$$\alpha_2 = A^J / A^{0J} = 0.98 \text{ après évaporation de neutrons.}$$

L'atténuation dûe à l'émission de particules, toujours faible, devient donc très vite négligeable pour les hauts spins.

A cette atténuation doivent être ajoutées celles dûes au rayonnement γ et aux interactions avec le milieu dans lequel se trouve le noyau émetteur.

III.4 - Détermination de la multipolarité d'une transition

L'analyse de $W(\theta)$ pour une transition fournit les coefficients d'anisotropie A_2, et A_4 (quand $\lambda \geqslant 2$) dans les cas très favorables, grâce auxquelles on peut remonter à la multipolarité des transitions étudiées. Cependant, certaines ambiguités, (nous y serons confrontés au chapître V), peuvent se présenter dans ces mesures. La figure III.3 montre un autre exemple où l'étude des rapports W(0°)/W(90°) ne permet pas de conclure de façon univoque sur la multipolarité d'une transition.

Une étude plus complète prendrait en compte le degré de mélange des transitions, mais l'introduction d'un paramètre supplémentaire ne peut réduire le nombre de solutions compatibles avec les résultats expérimentaux. Des arguments de physique sont nécessaires pour exclure certaines solutions compatibles avec la mesure.

Par exemple, pour les états du continuum à haut spin, supposer que la majorité des transitions est de type étiré (dipolaires ou quadrupolaires) est justifié par le fait que le noyau doit dissiper une grande quantité de moment angulaire par l'émission d'un nombre restreint de transitions. D'ailleurs dans les terres rares, les schémas de niveaux discrets mesurés jusqu'à des spins de 35-40$\hbar$ montrent toujours l'extrême prépondérance des transitions étirées.

III.5 - Rotation d'une distribution anisotrope : principe de mesure de moment magnétique nucléaire d'états excités

III.1. a Méthode :

Les conditions expérimentales sont schématisées sur la figure III.4. Le moment magnétique du noyau dans son état excité précesse autour du champ magnétique $\vec{B}$ appliqué perpendiculairement au plan de la réaction. En conséquence, la distribution angulaire du rayonnement γ qui désexcite le noyau tourne autour de la direction du champ à la même vitesse angulaire .

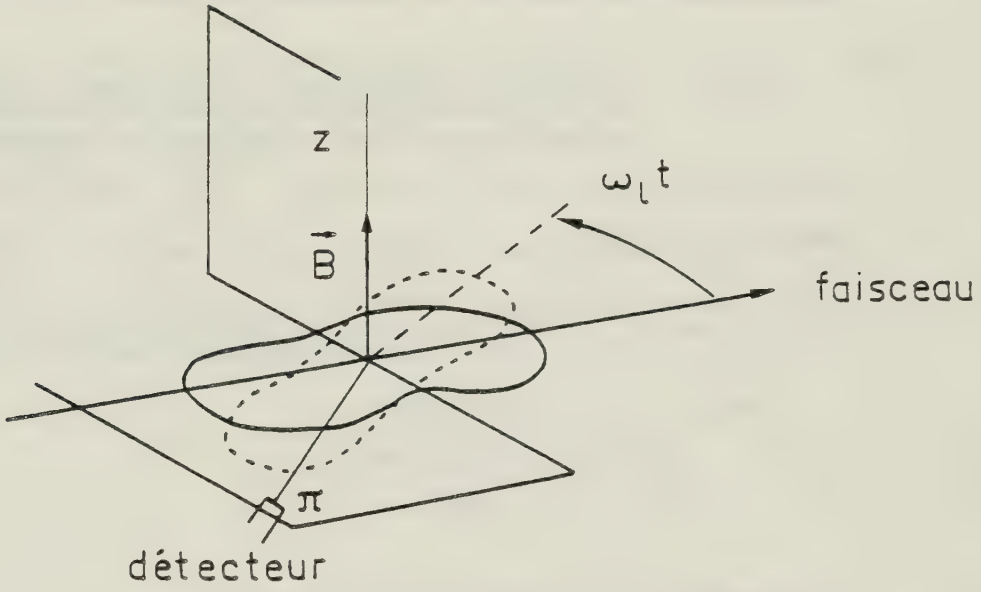


Figure III.4 : Schéma du principe de mesure de moment magnétique nucléaire par la méthode des distributions angulaires perturbées.

Pour un ensemble aligné de noyaux, produits à t = 0, l'intensité d'une raie γ désexcitant un niveau de vie moyenne τ peut s'écrire sous la forme :

$$I_0(\theta,t) = I\, e^{-t/\tau}(1 + \alpha_2 A_2^{\circ} P_2(\cos\theta) + \alpha_4 A_4^{\circ} P_4(\cos\theta) + \ldots) \quad \text{(III.5)}$$

En présence du champ magnétique $\vec{B}$, l'intensité se transforme en :

$$I_B(\theta,t) = I\, e^{-t/\tau}(1 + \alpha_2 A_2^o P_2 (\cos(\theta - \omega_L t) + \alpha_4 A_4^o P_4 (\cos(\theta - \omega_L t) + ..$$
$$= I_0(\theta - \omega_L t, t) \qquad \text{(III.6)}$$

La mesure de la pulsation de Larmor $\omega_L = -g\,\mu_N\, B/\hbar$ (III.7)
permet donc de remonter au facteur gyromagnétique du noyau.

La méthode des distributions angulaires différentielles perturbées (TDPAD) consiste à étudier la variation dans le temps du taux de comptage pour un détecteur placé à un angle θ donné, afin de déterminer la valeur de la fréquence de Larmor.

III.1.b Traitement analytique, application à l'expérience :

En explicitant les polynômes de Legendre limités au 4ème ordre ($P_2(u) = 1/2\,(3u^2-1)$ et $P_4(u) = 1/8\,(35u^4-30u^2+3)$ l'expression III.6 s'écrit :

$$I_B(\theta,t) = I\, b_o\, e^{-t/\tau}\,(1 + b_2 \cos 2(\theta - \omega_L t) + b_4 \cos 4(\theta - \omega_L t))$$

avec $b_o = 1 + A_2/4 + 9/64\, A_4$
$b_2 = (1/b_o)(3/4\, A_2 + 5/16\, A_4)$ (III.7)
$b_4 = (1/b_o)\ 35/64\, A_4$

Il s'avère que l'analyse des rapports

$$1)\ R_{12}^{B}(t) = \frac{I_B(\theta_1,t) - I_B(\theta_2,t)}{I_B(\theta_1,t) + I_B(\theta_2,t)} \qquad \text{(III.8)}$$

pour un champ donné B et deux détecteurs placés aux angles θ_1 et θ_2 ;

$$2)\ \text{ou}\ R_{\uparrow\downarrow}^{1}(t) = \frac{I_B(\theta_1,t) - I_{-B}(\theta_1,t)}{I_B(\theta_1,t) + I_{-B}(\theta_1,t)} \qquad \text{(III.9)}$$

pour un détecteur donné à l'angle θ_1 et deux sens du champ ;
est plus commode car la dépendance en τ, durée de vie du niveau isomérique, est éliminée.

Les différentes intensités $I_B(\theta,t)$ demandent visiblement à être normalisées.

Dans l'expérience que nous avons réalisée, deux détecteurs ont été placés à $\theta_1 = +135°$ et $\theta_2 = -135°$ par rapport au faisceau et le sens du champ a été inversé périodiquement.

Dans ce cas, les expressions des différents rapports sont :

1) $R^{B}_{12}(t) = b_2 \sin 2\omega_L t \,/\left(1 - b_4 \cos 4\omega_L t\right)$

avec, dans le cas où $A_4 \ll 1$,

$$R^{B}_{12}(t) = \left[-3 A_2 /(4 + A_2)\right] \sin 2\omega_L t \qquad \text{(III.10)}$$

Pour un champ de sens opposé, on obtient alors

$$R^{-B}_{12}(t) = - R^{B}_{12}(t)$$

2) $R^{1}_{\uparrow\downarrow}(t) = \left[-3 A_2 /(4 + A_2)\right] \sin 2\omega_L t \quad (A_4 \ll 1)$ (III.11)

Pour le détecteur à l'angle θ_2, on obtient

$$R^{2}_{\uparrow\downarrow}(t) = - R^{1}_{\uparrow\downarrow}(t)$$

Nous disposons donc de quatre fonctions du temps $R^{B}_{12}(t)$, $R^{-B}_{12}(t)$, $R^{1}_{\uparrow\downarrow}(t)$ et $R^{2}_{\uparrow\downarrow}(t)$, indépendantes, qui permettent d'atteindre séparément les mêmes grandeurs (A_2, ω_L).

C H A P I T R E IV

ETUDE DES TRANSITIONS DISCRETES :

MESURE DU FACTEUR GYROMAGNETIQUE DE L'ETAT ISOMERIQUE A 3.0 MeV D'ENERGIE D ' EXCITATION .

IV.1 - Introduction

Les travaux antérieurs sur le noyau ^{154}Er à haut spin (Ag 78 Ag 79, Ba 79) ont mis en évidence les points suivants :

- Un niveau isomérique de vie moyenne 50 ns a été observé à 3.05 MeV d'énergie d'excitation(figure IV.1). Ce phénomène d'isomérisme est présent dans de nombreux noyaux faiblement déformés à bas spin de la région N = 82 à 86, et Z = 64 à 70 (erbium, dysprosium, gadolinium).

- Des niveaux discrets sont fortement peuplés jusqu'à des spins élevés ($\simeq 35\hbar$) au-dessus de ce niveau isomérique.

- Les probabilités de transition E2 entre ces niveaux discrets sont, soit de l'ordre de l'unité Weisskopf, soit faiblement accélérées par rapport à ces estimations ($\simeq$ facteur 10). Ces diverses caractéristiques se sont d'ailleurs révélées être assez générales dans la région N = 82 à 86 et Z = 64 à 70 (An 78).

Ces résultats expérimentaux sont cohérents avec les prédictions théoriques utilisant les modèles développés au chapitre I : les modes d'excitation de particules indépendantes qu'ils révèlent seraient dûs au type de rotation particulier que subissent ces noyaux pour des spins inférieurs à $40\hbar$: les calculs de type cranking avec correction de couches de Strutinsky (An 76, Ce 79) prévoient en effet une déformation d'équilibre du noyau ^{154}Er correspondant à $\gamma = -60°$ et $\beta_2 \simeq 0.20$ (Cw 82): le noyau, dans son état d'énergie minimale serait donc modérément déformé avec une "rotation" autour de l'axe de symétrie qui, comme on l'a vu, empêche l'apparition des modes collectifs habituels. Cette structure particulière du noyau favorise alors l'apparition des niveaux isomériques.

Une connaissance précise des caractéristiques des états isomériques fournit des éléments constructifs à la compréhension de ces phénomènes. Par exemple, récemment, des valeurs mesurées de facteurs gyromagnétiques pour les isotopes de gadolinium (Ha 79) ont été bien interprétées par des excitations de neutrons et de protons. L'extension de telles mesures vers le noyau ^{154}Er est intéressante, car elle permet

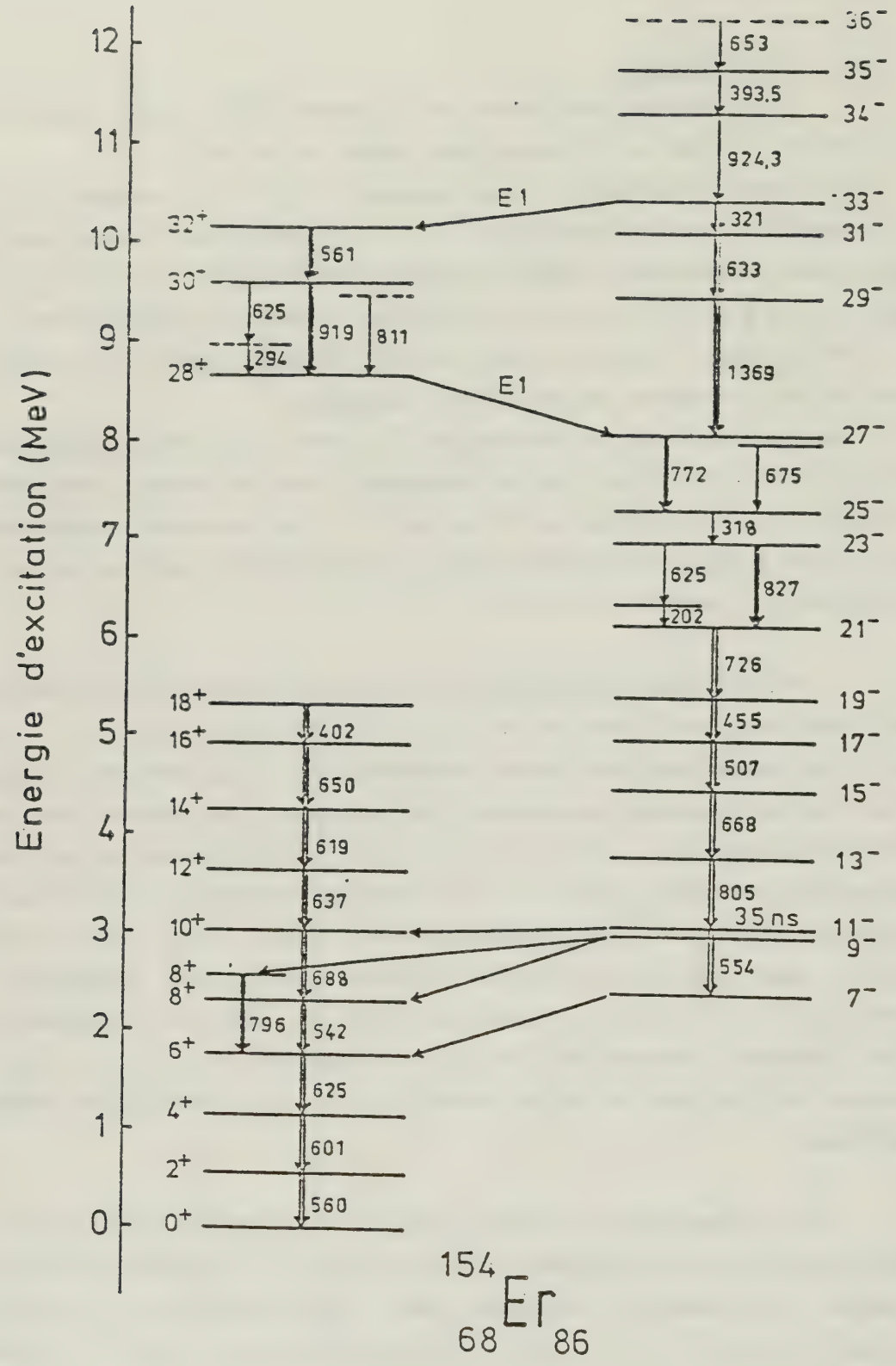


Figure IV . 1 : Schéma de niveaux du noyau $^{154}_{68}Er_{86}$ (Ag 78 ,Be 82)

de s'éloigner des couches fermées N = 82 et Z = 64.

Nous avons utilisé la méthode de perturbation de la distribution angulaire des rayonnements γ (au dessous du niveau isomérique) par un champ magnétique, décrite dans le chapître III.

Notons que jusqu'à ce jour, aucune mesure de facteur g n'a été réalisée dans les isotopes d'erbium, à cause de l'existence d'un grand effet paramagnétique électronique (orientation des moments magnétiques des électrons dans un champ magnétique appliqué) dans la région des terres rares et spécialement pour l'Erbium (Gu 64). La relaxation paramagnétique qui en résulte peut détruire l'anisotropie primitive produite par la réaction nucléaire, sauf pour des facteurs g suffisamment petits. Nous avons vérifié que cette atténuation est très faible pour ^{154}Er, ce qui permet ainsi la mesure du facteur g.

IV-2 - Expérience préliminaire .

Nous avons réalisé une expérience préliminaire de distribution angulaire afin de vérifier si l'anisotropie des distributions angulaires de raies γ différées est conservée. La mesure concernait les transitions indiquées dans le tableau IV.1 ci-dessous dans le cas de ^{154}Er (voir figure IV.1). Seule la partie différée de ces transitions est considérée dans l'analyse.

E(keV)	Multipolarité	"Rapport X"	A_2
432.2	1	0.49 ± 0.04	-0.12 ± 0.05*
674.4	1	0.51 ± 0.06	
541.9	2	0.73 ± 0.05	0.16 ± 0.06
560.9	2	0.73 ± 0.03	0.16 ± 0.06
601.3	2	0.76 ± 0.03	0.17 ± 0.07
625.4	2	0.81 ± 0.04	0.19 ± 0.07
796.0	2	0.73 ± 0.07	0.16 ± 0.07

Tableau IV.1 : Analyse des mesures de distributions angulaires pour les raies discrètes différées de ^{154}Er

* valeur moyenne des comparaisons avec les différentes raies quadrupolaires.

Ces valeurs du coefficient d'anisotropie A_2 sont déduites des rapports (Nombre de coups à 0°/Nombre de coups à 90°), le problème de la normalisation étant contourné en faisant toujours la comparaison entre deux transitions, par exemple une dipolaire (ici 432 keV, transition dipolaire pure) et la raie dont on cherche l'anisotropie. Le rapport X non normalisé $\frac{\text{Nombre de coups à } 0^\circ}{\text{Nombre de coups à } 90^\circ}$ est calculé pour chaque raie.

Pour une raie d'intensité absolue I_1, le nombre de coups est exprimé par : $N(0°) = I_1 (1 + A_2)$ à 0°

$N(90°) = KI_1(1 - A_2/2)$ à 90°,

Ainsi $$\frac{X \text{ (raie E2)}}{X \text{ (raie E1)}} = \frac{1 + A_{2 \text{ quadr.}}}{1 - A_{2 \text{ quadr.}}/2} \times \frac{1 - A_{2 \text{ dipol.}}/2}{1 + A_{2 \text{ dipol.}}} \qquad \text{(IV.1)}$$

Nous avons supposé que les atténuations (α_2) sont les mêmes pour les différentes transitions (le rapport A_2 dipolaire/A_2 quadrupolaire est pris égal à la valeur théorique correspondant à l'alignement maximale :- 0.70 (Mo 75)). Les raies de 541.9 keV, 560.9 keV, 601.3 keV, 625.4 keV sont connues comme quadrupolaires étirées ; on note d'autre part la similitude des résultats concernant les raies dipolaires 432.2 keV et 674.4 keV.

Ces résultats permettent de penser qu'il n'est pas déraisonnable d'essayer de mesurer le moment magnétique du niveau isomérique de ^{154}Er par la méthode de perturbation des distributions angulaires par un champ magnétique. Au contraire pour ^{153}Er, les distributions angulaires sont pratiquement isotropes. Cela suppose une valeur importante du facteur g, qui peut résulter de la contribution non négligeable des protons à la fonction d'onde de l'état isomérique.

IV-3 - Partie expérimentale

IV.3.a : La réaction :

L'expérience a été réalisée au Tandem MP d'Orsay. Les états excités des isotopes d'erbium étaient peuplés par réaction de fusion-évaporation : ^{126}Te (^{32}S,xn)$^{158-x}$Er. L'énergie des projectiles ^{32}S, 148 MeV, a été choisie de façon à favoriser l'évaporation de 4 neutrons.

La cible enrichie de ^{126}Te d'épaisseur 1 mg/cm^2 a été évaporée sur un support de Plomb (50 mg/cm^2) pour que les noyaux composés d'erbium formés reculent dans un site hôte cubique où les interactions quadrupolaires électriques perturbatrices sont peu probables. D'autre part, il est nécessaire d'utiliser un support de numéro atomique Z élevé afin de minimiser le rayonnement γ parasite.

IV.3.b : montage expérimental

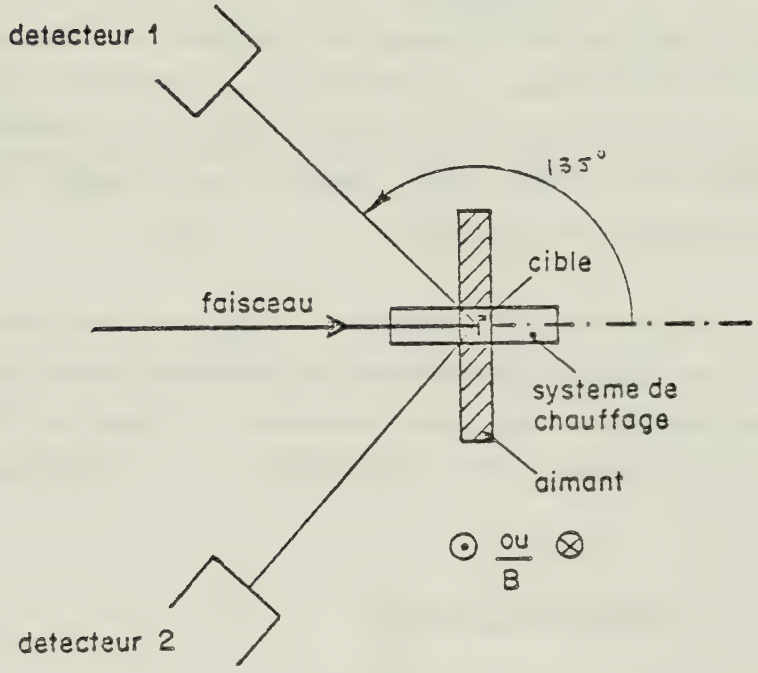


Figure IV.2 : Disposition expérimentale

Le montage expérimental est schématisé sur la figure IV.2. Les deux détecteurs GeLi ont été placés à ± 135° par rapport à l'axe du faisceau .Leur efficacité respective est 15% et 20% par rapport à celle d'un détecteur INa de 7.5cm x 7.5cm et leur résolution est 2.3keV et 2.0keV respectivement ,sur la raie de 1.33MeV de l'isotope ^{60}Co .

Le champ magnétique était fourni par un aimant "window-frame" caractérisé par un faible champ de fuite (Ro 75) . La valeur de champ magnétique adoptée (mesurée à la sonde Hall) a été de 1.68 Tesla .

Le sens du champ était inversé toutes les deux heures environ .

Le faisceau a été pulsé à une fréquence de 2.5 MHz, avec des paquets de projectiles d'une largeur inférieure à 4 ns. C'est avec cette expérience que le système de pulsation a été utilisé pour la première fois au Tandem d'Orsay.

Afin de maîtriser l'importance des effets paramagnétiques, l'expérience a été faite à 3 températures : ambiante, 150°C et 270°C (cf IV.6). Le four de chauffage était constitué d'un fil résistant de tungstène tissé sur une armature réflectrice qui entoure la tige porte-cible. Lors du stockage des données, la température était maintenue constante à plus ou moins un degré, grâce à un thermocouple Chromel-Alumel étalonné. La jonction, soudée au porte-cible, était placée le plus près possible de la cible.

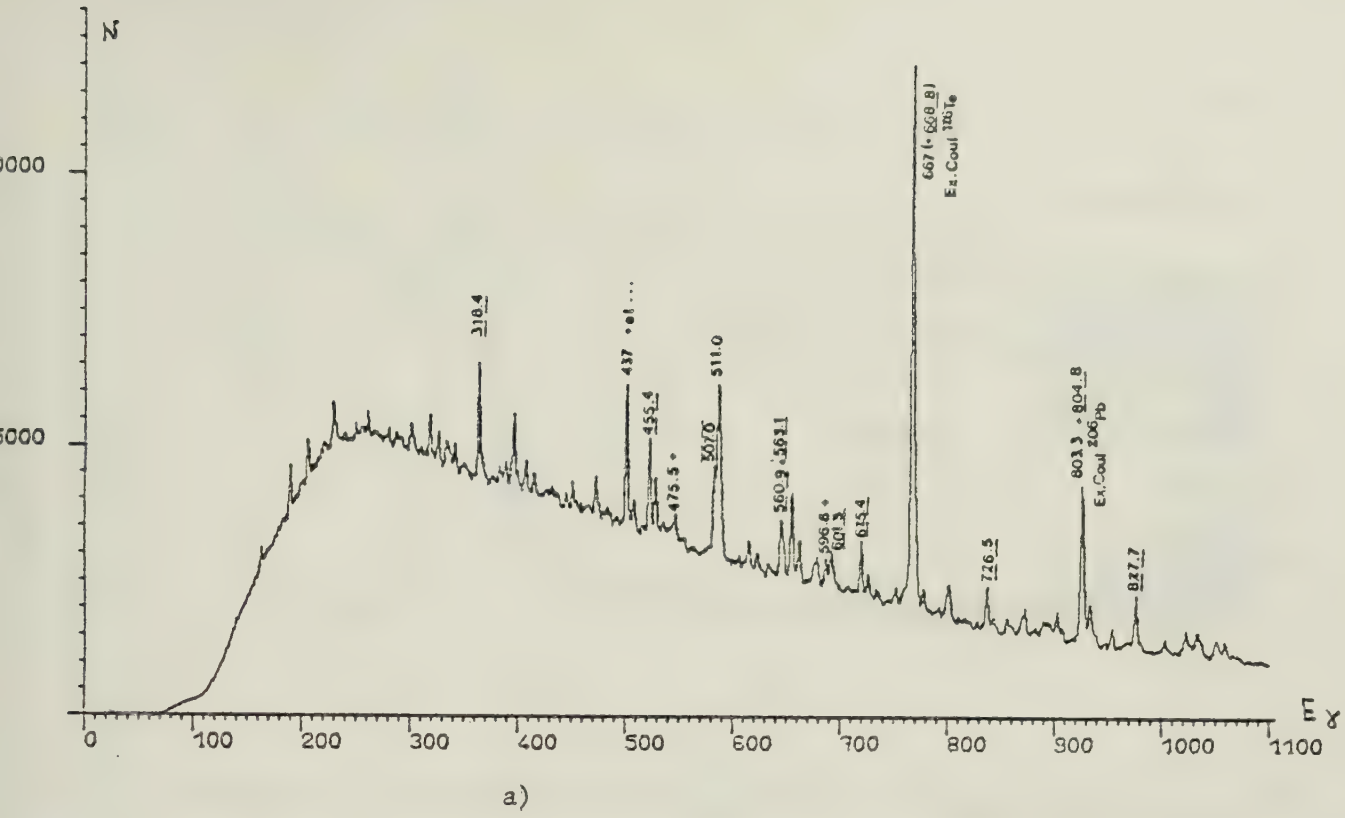
Une chaîne d'électronique classique a été mise en place, et le système d'acquisition permettait la mise sur bande magnétique des grandeurs intéressantes : les énergies E_γ pour les détecteurs, les intervalles de temps γ-RF correspondants et le marquage du sens du champ.

IV-4 - Analyse des données

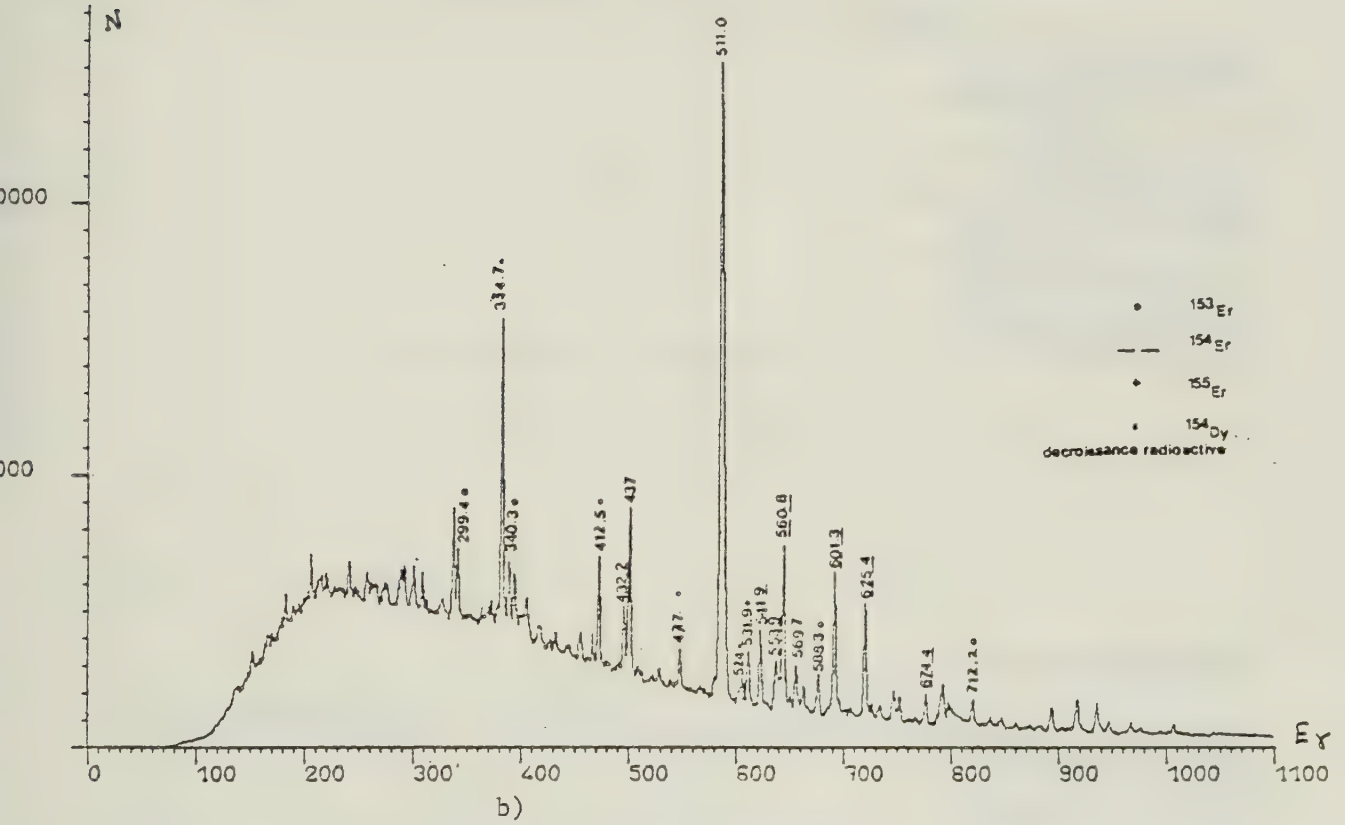
IV.4.a : préparation :

Les données expérimentales ont été analysées auprès de l'ensemble ARIEL d'Orsay. Nous avons généré des matrices $(E_\gamma - t_{\gamma\text{-RF}})$, pour chaque détecteur, pour chaque direction du champ et pour chacune des températures, soient 12 matrices 2048 x 512 canaux.

Les figures IV.3 présentent différents spectres en énergie, obtenus pour des fenêtres en temps différentes(figure IV.4). Nous reconnaissons les raies caractéristiques, promptes et "différées", de ^{154,155}Er. Les spectres relatifs aux évènements prompts et différés sont très différents, avec les raies caractéristiques maintenant bien connues correspondant aux niveaux au-dessus et au-dessous de l'état isomérique (voir figure IV.1).



a)



b)

Figure IV.3 : Spectres énergie E_γ enregistrés par un détecteur Ge-Li . Ils correspondent à des temps RF- γ différents (cf figure IV 4)

a) les transitions promptes sont les principales composantes;

b) les transitions "différées" sont prépondérantes .

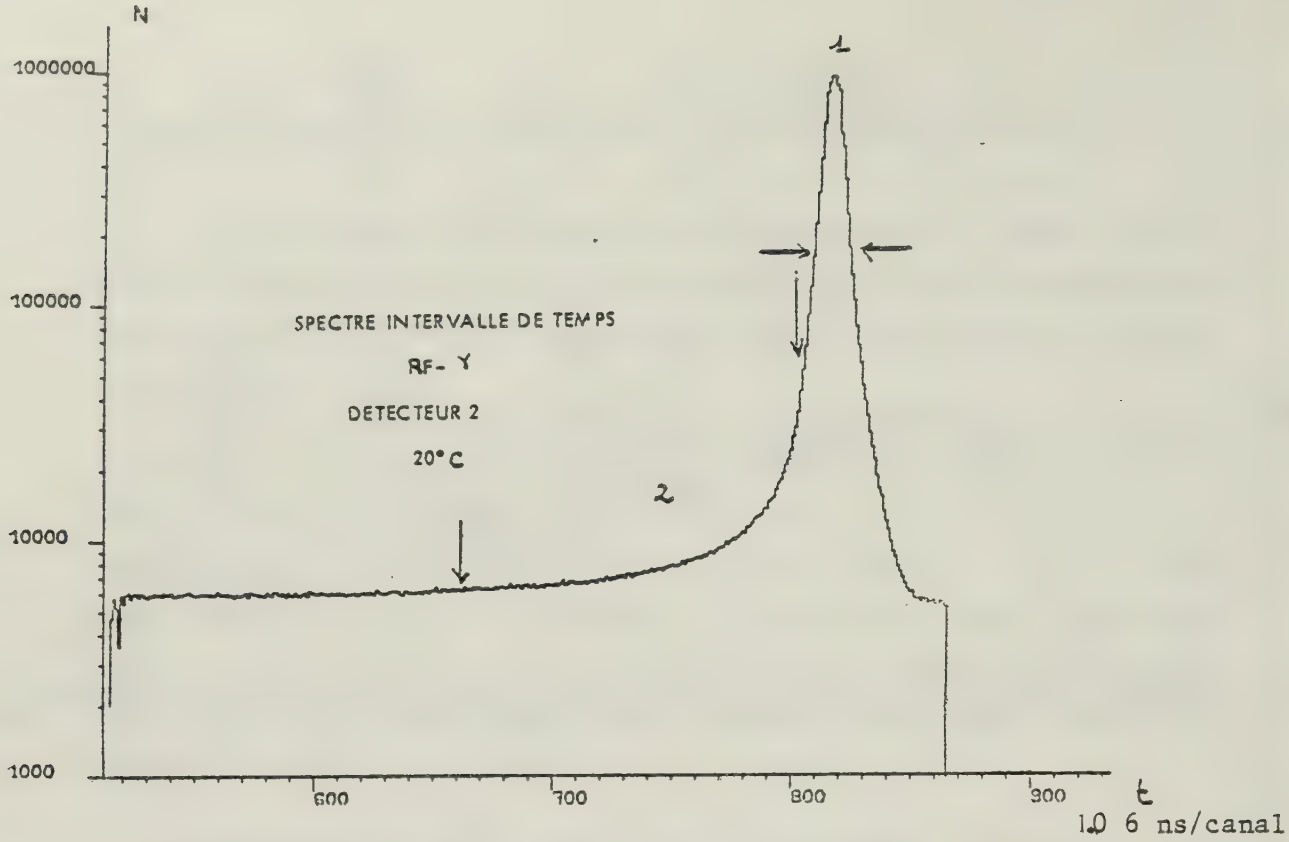
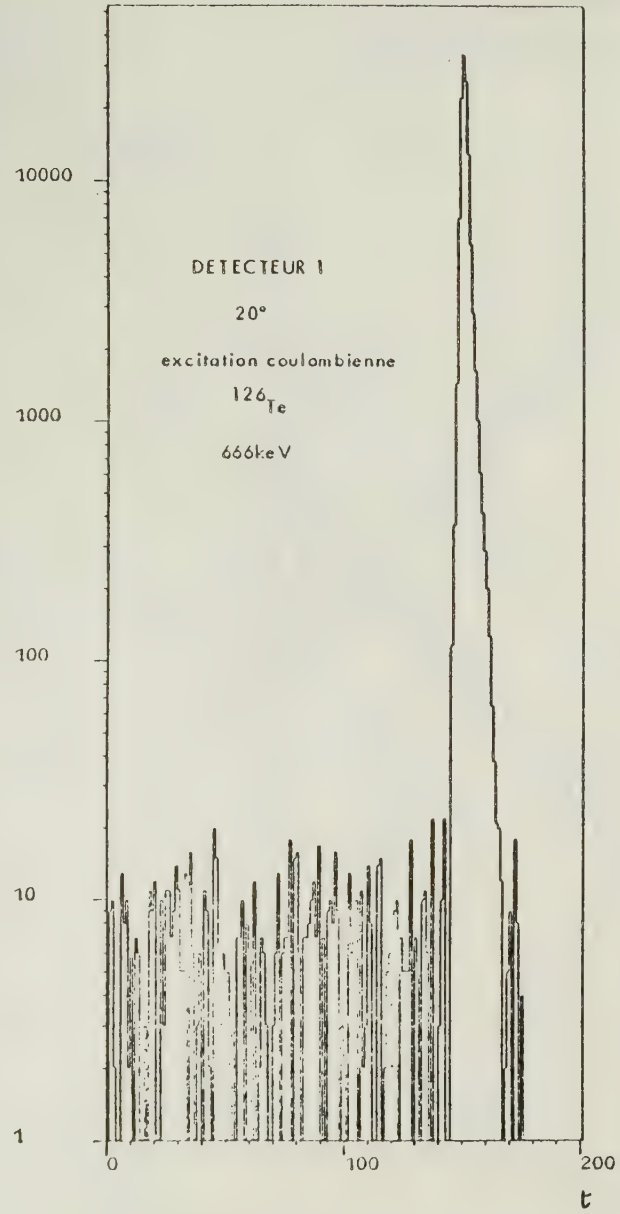
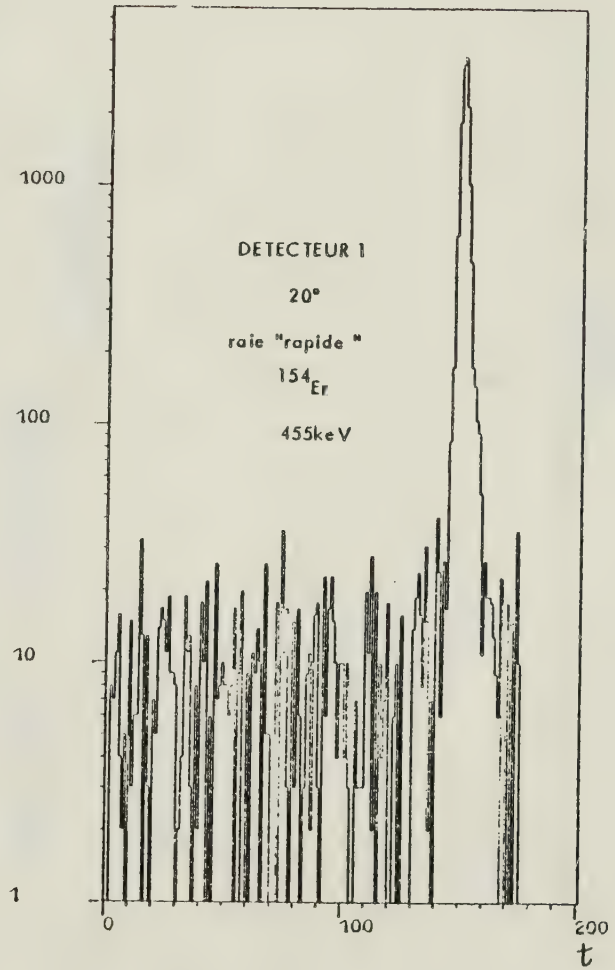
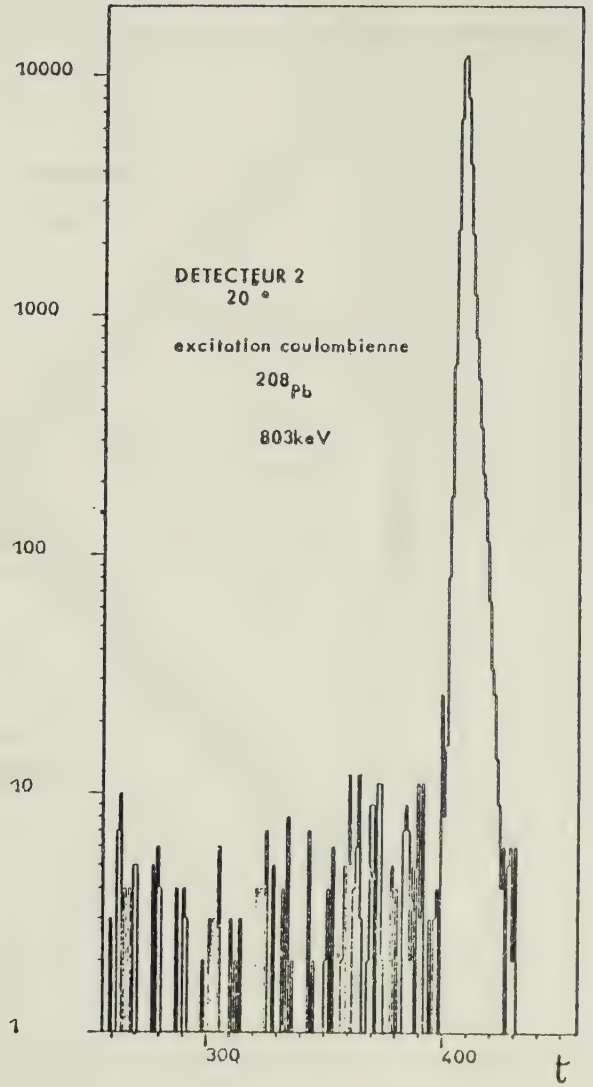


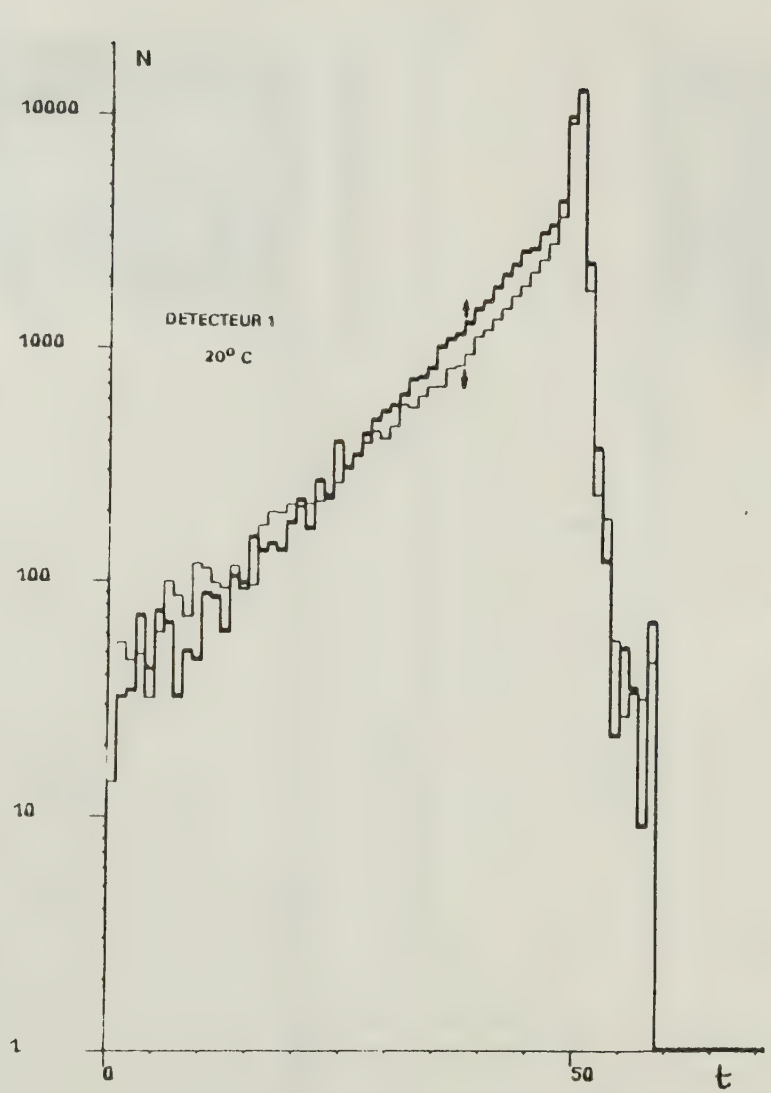
figure IV-4: Spectre temps RF- Y total. Les flèches indiquent les fenêtres 1,2 correspondant respectivement aux spectres IV-3-a et IV-3-b.

figure IV-5:Exemples de spectres temps RF - γ correspondant à des raies γ "rapides " et d'excitation coulombienne (un spectre de fond γ a été soustrait) (Etalonnage 1.06 ns/canal)

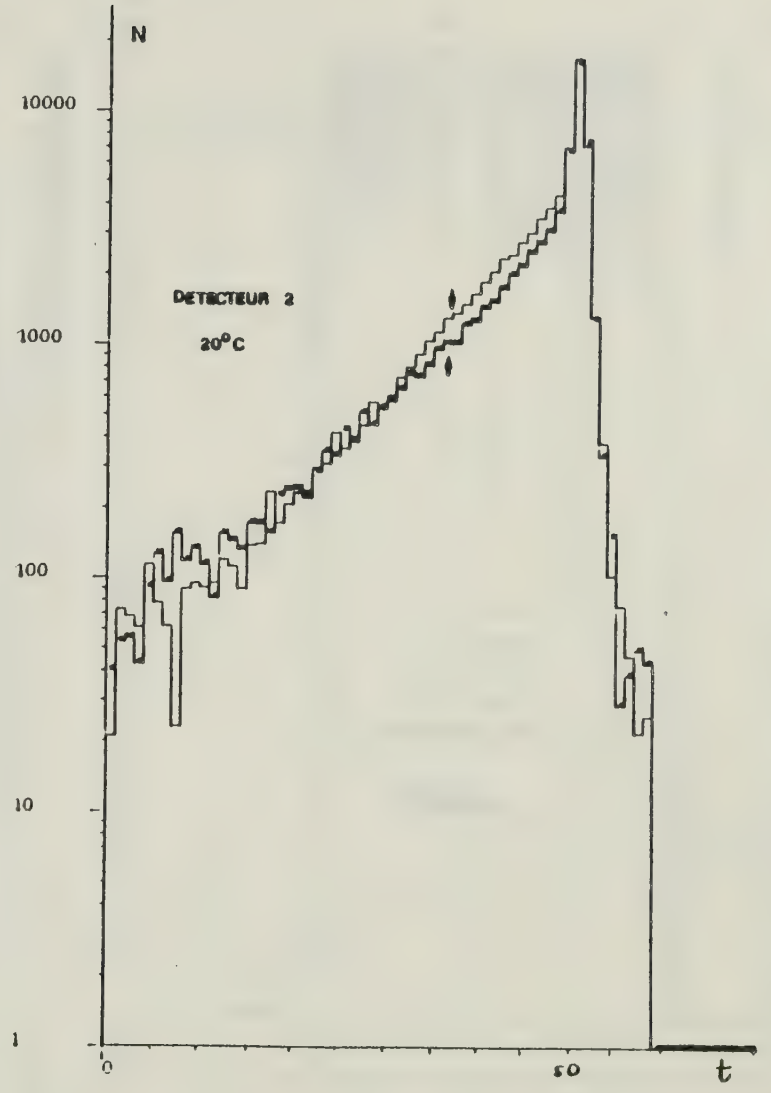








a)



Figures IV.6 : Pour les deux détecteurs 1 (à +135°) et 2 (à -135°) ;Spectres temps RF- γ correspondant aux transitions au dessous du niveau isomérique ,en champ magnétique haut (trait renforcé) et bas . a)à température ambiante ;b) à 150°C ; c) à 270°C . Etalonnage : 10.6 ns / canal

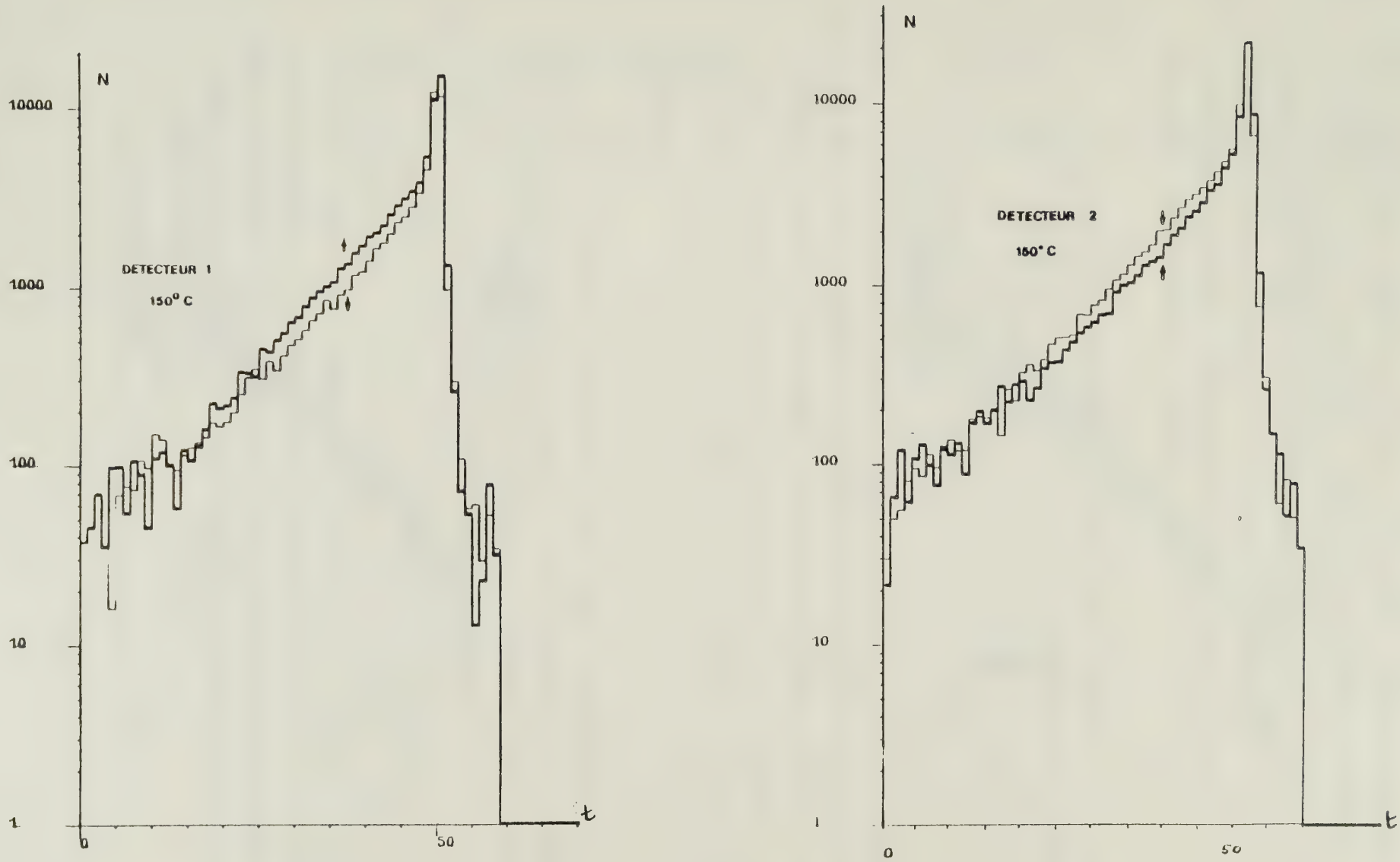
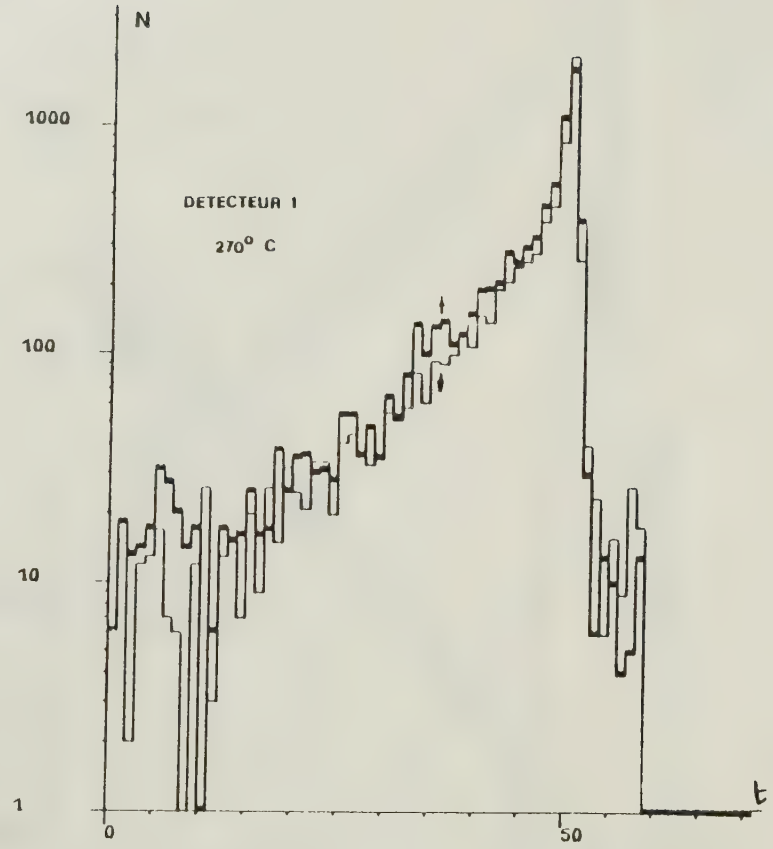

N
10000
1000
100
10
1
DETECTEUR 1
150° C
0
50
t
N
10000
1000
100
10
1
DETECTEUR 2
150° C
0
50
t

Figure IV . 6 , b)


N
1000
100
10
1
DETECTEUR 1
270° C
0
50
t

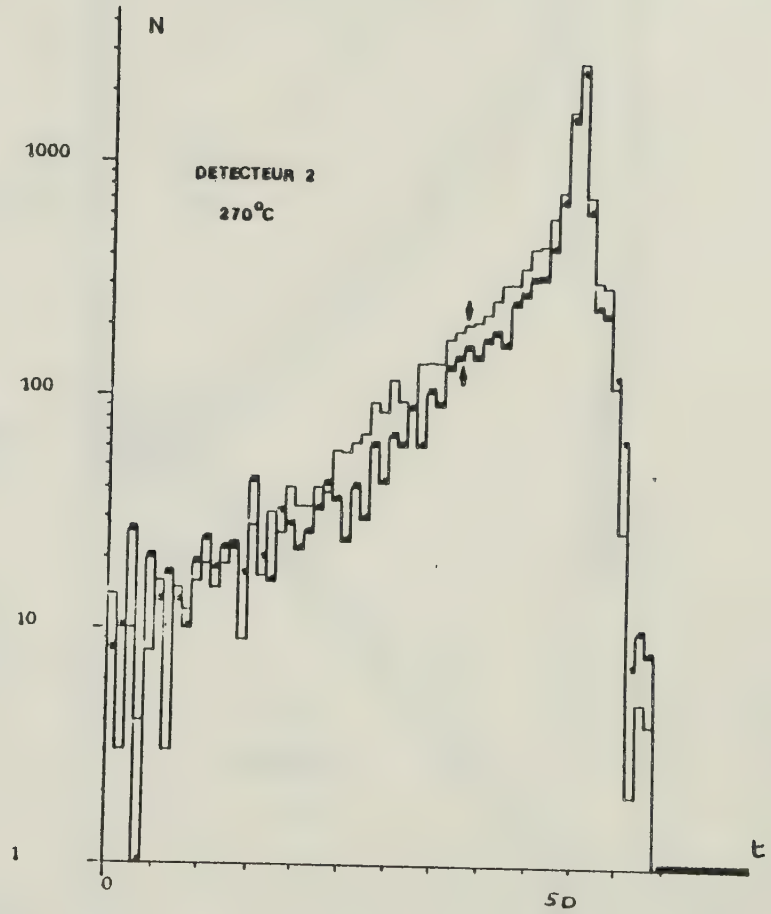

N
1000
100
10
1
DETECTEUR 2
270°C
0
50
t

Figure IV . 6 c)

Pour chaque raie γ, on peut obtenir la projection en temps correspondante, après soustraction d'un spectre correspondant au fond (Compton) et choisi à proximité immédiate de la raie. Les figures IV.5 montrent des exemples d'évolution des intensités de raie prompte (au dessus du niveau isomérique) et de raies d'excitation coulombienne .On doit noter,d'autre part,pour les raies dites "différées" (figure IV.6) un certain pourcentage d'alimentation rapide ,tout le flux ne transitant pas par l'état isomérique (Ag78) .

L'étude principale porte sur l'état isomérique de l'erbium 154, de période 35 ns. Nous avons sommé les intensités des 4 raies de plus forte intensité situées sous l'état isomérique (541.9 keV, 560.8 keV, 601.3 keV, 625.4 keV) connues pour être des transitions quadrupolaires étirées (Ag 78) afin d'améliorer la statistique.

Les valeurs maximales des coefficients A_2 que l'on puisse attendre de ces transitions, en supposant qu'elles font partie de cascade γ formée de transitions quadrupolaires étirées sont de l'ordre de 0,37 (calcul dans le cas où le spin d'entrée est de 35$\hbar$). Les distributions angulaires de transitions d'une cascade γ étant les mêmes s'il n'y a pas de perte d'alignement, on peut donc sommer leurs intensités.

Les spectres intervalle de temps RF-γ correspondant à la somme des pics E_γ (fonds déduits), pour les deux détecteurs, les champs haut et bas, aux 3 températures sont reportés sur la figure IV.6. Nous discutons plus loin les problèmes de normalisation.

Notons, sur ces figures, l'opposition de phase, pour un détecteur donné, entre les taux de comptage en champs magnétiques haut et bas, traduisant la rotation de la distribution angulaire, dans un sens ou dans l'autre. De la même façon, les positions relatives des deux courbes (champs haut et bas) sont inversées pour les deux détecteurs. Ces caractères sont amplifiés sur les différences des deux spectres (champs haut et bas) ou les rapports $\frac{R_\uparrow - R_\downarrow}{R_\uparrow + R_\downarrow}$ que nous allons étudier.

IV.4.b : Problème de la normalisation :

Un des problèmes les plus difficiles posés par l'analyse est la normalisation. Dans la pratique, nous avons principalement porté notre attention sur les rapports $R^1_{\uparrow\downarrow}(t)$ (II.11) et $R^2_{\uparrow\downarrow}(t)$,(II.11) correspondant, pour chaque détecteur, aux mesures avec le champ magnétique haut et bas respectivement. Si on suppose que le faisceau n'est pas perturbé par le champ, la normalisation consiste alors en une comparaison des charges déposées sur la cible.

- Etant donné que les détecteurs ont des positions symétriques par rapport au faisceau, les taux de comptage correspondants, pour une raie prompte, sont égaux, puisque la distribution angulaire n'est pas perturbée par le champ magnétique dans ce cas (excitations coulombiennes, pics prompts).

- Nous avons, ici, normalisé sur les transitions "différées" que nous étudions. En présence de champ magnétique, les spectres temps sont physiquement différents (cf chapître IV.6). Le faible nombre d'arches (1 seul !) ne nous permet pas de normaliser sur les intégrales totales des spectres.

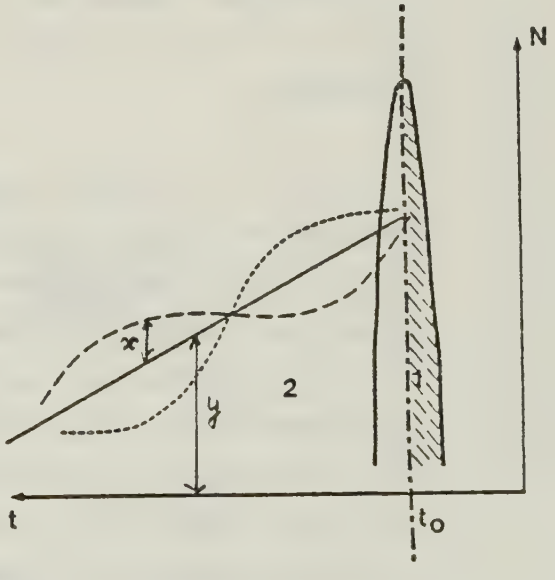


Figure IV.7 : Schéma montrant les composantes d'un spectre temps correspondant à une raie différée .Les pointillés représentent les taux de comptage en présence de champ magnétique (haut ou bas) .

Nous avons considéré ces spectres temps pour une fenêtre en énergie autour de E_γ comme composés de deux parties : (cf. figure IV.7).

- une partie prompte (1), correspondant aux désexcitations n'ayant pas transité par le niveau isomérique. A cette partie correspond des

taux de comptage égaux pour les deux détecteurs à $\pm \theta_o$.

- une partie "différée" (2), contribution des transitions E_γ désexcitant le niveau isomérique. En présence de champ magnétique, elle présente sur un fond exponentiel des arches en opposition de phase, pour les deux détecteurs.

Nous avons donc normalisé ces spectres sur la partie $t-t_o < 0$, en principe indépendante du champ magnétique. Nous avons vérifié que les coefficients de normalisation déduits des excitations coulombiennes sont cohérents avec ceux adoptés d'après la méthode précédente, surtout à la température ambiante et à 150°C, où les statistiques sont meilleures qu'à 270°C.

	Centroïde du pic($B\uparrow$)	Centroïde du pic($B\downarrow$)	$N(B\uparrow/B\downarrow)$		Normalisation par la partie prompte des pics "différés".
détecteur 1	666 keV : 300.60	300.63	0.97	0.985	0.936
	803 keV : 300.50	300.68	1.00		
détecteur 2	666 keV : 303.10	303.55	1.00	0.975	0.984
	803 keV : 302.96	303.02	0.95		

Tableau IV.2 : A température ambiante, centroïdes des pics temps correspondant aux excitations coulombiennes (666keV : ^{126}Te, 803 keV : Plomb) et les différents coefficients de normalisation respectifs obtenus .

Un contrôle final d'une normalisation convenable repose sur la remarque suivante : R(t) doit avoir l'allure d'une sinusoïde symétrique (au moins la plus symétrique possible), éventuellement atténuée en présence d'interactions hyperfines, par rapport à l'axe des temps. En effet, un défaut de normalisation entraîne un décalage de la ligne de base par rapport à cet axe .

En effet, soit α le coefficient de normalisation adopté, et α_o le vrai :

$$\text{alors : } R(B,t)_{exp} = \frac{I(B,t) - \alpha\, I(-B,t)}{I(B,t) + \alpha\, I(-B,t)}$$

$$= \frac{I(B,t) - \alpha_o\, I(-B,t)}{I(B,t) + \alpha\, I(-B,t)} - \frac{I(-B,t)}{I(B,t) + \alpha\, I(-B,t)}$$

comme $\alpha \sim \alpha_o$ et $I(B,t) \sim \alpha I(-B,t)$ (cf figure IV.7 : x<<y)

$$\text{on a : } \quad R(B,t) \sim R(B,t)_{vrai} - \frac{1}{2\alpha}(\alpha - \alpha_o) \qquad \text{(IV.2)}$$

IV.4.c : Détermination des paramètres :

L'expression des rapports $R^1_{\uparrow\downarrow}(t)$ et $R^2_{\uparrow\downarrow}(t)$ peut s'écrire (cf chapître III)

$$R^{1,2}_{\uparrow\downarrow}(t) = - \frac{3\, A_2^\circ\, e^{-\lambda_R t} \sin(2\omega_L t + \phi)}{4 \mp A_2^\circ\, e^{-\lambda_R t}} + C \qquad \text{(IV.3)}$$

- ϕ = 0 ou π pour une déviation nulle du faisceau par le champ magnétique ;
- A_2° le coefficient d'anisotropie au temps t = 0 ;
- λ_R est le coefficient d'atténuation au cours du temps à cause des effets paramagnétiques ;
- C est un coefficient de correction introduit pour pallier éventuellement les erreurs de normalisation (voir paragraphe IV.4.6) ;
- ω_L est évidemment la pulsation de Larmor.

Ces cinq paramètres peuvent être estimés par un code utilisant la méthode des moindres carrés non linéaire avec pondération. Ce code a été mis au point par C. Roulet (Ro 75).

$$\text{Les quantités } R(t) = \frac{N^{\uparrow}(t) - N^{\downarrow}(t)}{N^{\uparrow}(t) + N^{\downarrow}(t)} \qquad \text{(IV.4)}$$

sont introduites avec comme variance :

$$\sigma^2 (N(t)) = N(t)_{pic} + N(t)_{fond}$$

$N(t)_{pic}$ et $N(t)_{fond}$ correspondent respectivement aux spectres temps obtenus en plaçant une fenêtre sur la raie intéressante et sur un fond équivalent très proche de cette raie.

Le meilleur choix des paramètres, ainsi que leur écart-type, est déterminé par la minimisation de l'expression :

$$\chi^2 = \frac{1}{n-p} \sum_{i=1}^{n} \frac{(R_i - f_i)^2}{\sigma^2(N_i)} \qquad \text{(IV.5)}$$

où n est le nombre de points expérimentaux (obtenus pour différentes valeurs du temps) et p le nombre de paramètres libres.

ϕ peut être traité comme un paramètre libre. Cependant un calcul tenant compte des dimensions de l'entrefer (3 cm) et d'une estimation raisonnable de l'extension du champ de fuite, supposé égal au champ maximum (1.68 T), montre que les déviations obtenues sont au maximum de l'ordre du degré. Ceci a été vérifié par l'observation de la très faible déviation du faisceau sur un quartz en présence du champ, due aux bonnes caractéristiques de l'aimant "window-frame". Nous avons donc fixé la valeur du paramètre ϕ à 0° (ou 180°, suivant le détecteur), et simplement vérifié que des valeurs de quelques degrés ne changent pas significativement les résultats.

A température ambiante et à 150°C, les statistiques sont suffisantes pour que la recherche converge lorsque les quatre paramètres A_2^o, C, λ_R et ω_L sont laissés libres. A 270°C, nous avons dû fixer A_2^o à la valeur moyenne trouvée aux deux autres températures.

Les résultats sont reportés dans le tableau IV.3. La figure IV.8 montre les points expérimentaux et les courbes optimisées pour les trois températures, et les deux détecteurs.

T		A_2^o	ω_L (M Hz)	$\bar{\omega}_L$ (M Hz)	$Cx10^2$	$10^3 x \lambda_R (ns^{-1})$	$10^3 \bar{\lambda}_R (ns^{-1})$	χ^2
Ambiante	1)	0.35 ± 0.14	8.94 ± 1.07	9.74 ± 0.80	0.9 ± 1.7	7.1 ± 2.7	6.8 ± 2.7	1.01
	2)	0.27 ± 0.10	10.55 ± 1.13		-1.1 ± 1.5	6.4 ± 4.0		1.70
150°C	1)	0.28 ± 0.13	6.89 ± 1.30	6.72 ± 0.83	2.9 ± 1.5	4.5 ± 3.7	5.1 ± 2.4	1.00
	2)	0.31 ± 0.12	6.55 ± 1.17		-1.2 ± 1.1	5.7 ± 3.2		0.99
270°C	1)	0.30 (fixé)	4.70 ± 1.58	5.83 ± 1.12	-2.0 ± 2.2	3.5 ± 2.2	2.6 ± 1.2	0.54
	2)	0.30 (fixé)	6.20 ± 0.91		-2.4 ± 1.6	2.1 ± 1.5		1.12

moyenne :
0.30 ± 0.06
(T° ambiante et 150°C).

Tableau IV.3 : Résultats obtenus pour les deux détecteurs, aux trois températures : 1) détecteur placé à 135°
2) détecteur placé à -135°.

L'ensemble de ces résultats apparaît très cohérent, avec des valeurs de paramètres raisonnables. En particulier :

- La pulsation de Larmor décroit comme attendu quand la température augmente. Nous en verrons l'explication dans le paragraphe IV.5.
- La valeur de C reste proche de 0, et l'erreur statistique est de l'ordre de grandeur de la valeur. La normalisation est donc satisfaisante.
- le coefficient λ_R n'est pas nul et semble baisser sensiblement quand la température augmente.
- Les valeurs du coefficient A_2^o obtenues dans les différentes mesures sont toutes en bon accord. La valeur moyenne de ces mesures ($A_2^o = 0.30 \pm 0.06$) est elle-même satisfaisante puisque, pour des cascades E2 totalement étirées, la valeur théorique est égale à $A_2 = 0.37$ (pour un spin d'entrée de 35 $\hbar$). La présence de transitions non étirées suffit à expliquer la baisse du coefficient par rapport à sa valeur théorique. D'autres travaux

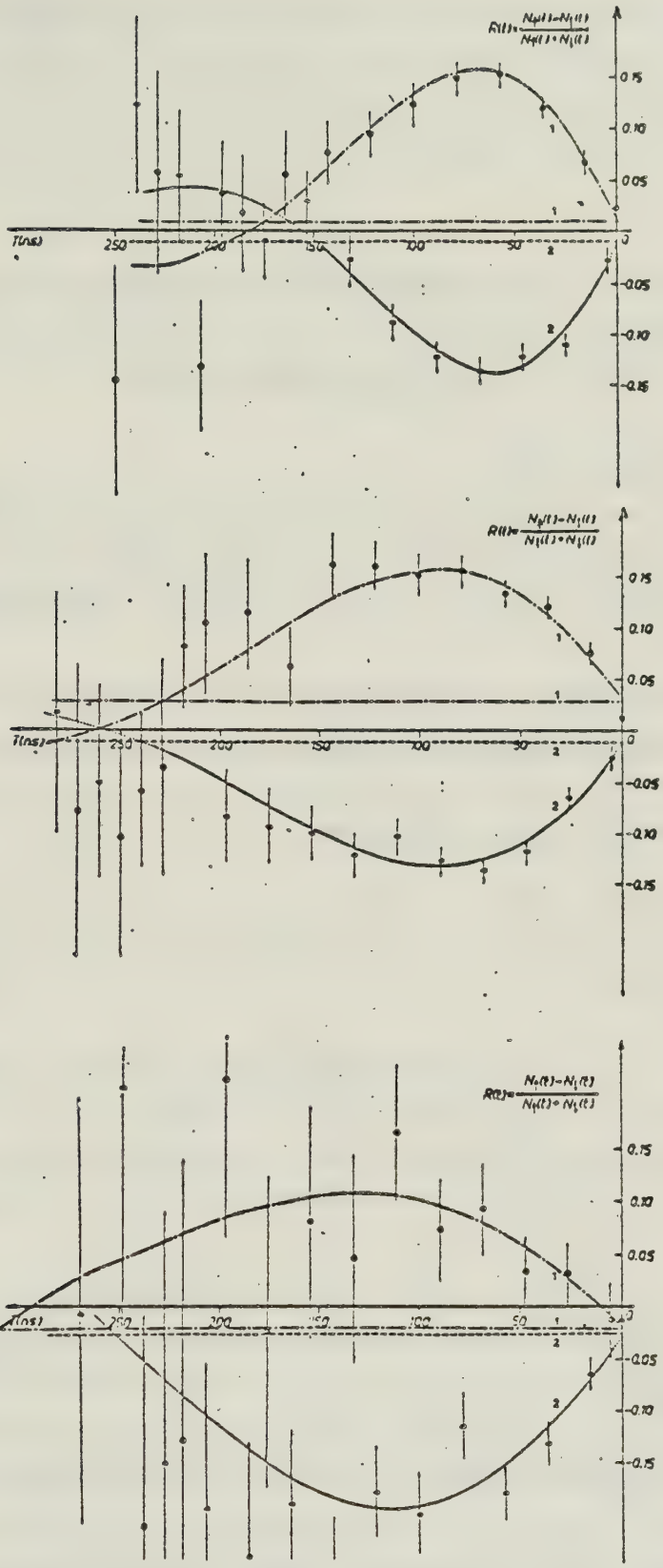


Figure IV.8: Rapport R(t) expérimental et résultats de l'ajustement suivant l'expression IV.3 ,pour les détecteurs 1 et 2 .Nous avons fait figurer la ligne de base (paramètre C) fournie par l'ajustement . Les points sont moyennés sur 2 canaux sur les figures pour diminuer les fluctuations statistiques .

a)température ambiante ; b) 150°C ; c) 270°C .

(Ag 78) ont d'ailleurs obtenu, pour les transitions E2 promptes de ^{154}Er, une anisotropie moyenne de 0.33 ± 0.03.

Enfin, compte tenu du coefficient d'atténuation λ_R, la valeur mesurée du coefficient $A_2(t)$, pour des transitions de durée de vie $1/\lambda$ a pour moyenne :

$$A_2 = \frac{\lambda}{\lambda_R+\lambda} A_2^o \quad \frac{e^{-(\lambda_R+\lambda)t_2} - e^{-(\lambda_R+\lambda)t_1}}{e^{-\lambda t_2} - e^{-\lambda t_1}} \qquad (IV.6)$$

t_1 et t_2 étant des instants entre lesquels la mesure est effectuée, si $t_2 >> t_1$, alors $A_2 = \frac{\lambda}{\lambda_R+\lambda} A_2^o \, e^{-\lambda_R t_1}$

Dans notre expérience préliminaire de distribution angulaire, t_1 = 10 ns. Avec $\lambda_R = 6.8\ 10^{-3}\ ns^{-1}$ et $A_2^o = 0.30 \pm 0.06$, nous obtenons : $A_2 = 0.21 + 0.04$, qui est en accord avec la valeur mesurée : 0.17 ± 0.04.

Afin d'illustrer la sensibilité de la recherche des meilleurs paramètres, nous montrons sur lafigure IV.9 un exemple de la variation du coefficient χ^2 en fonction de A_2^o et de ω_L, les autres paramètres étant fixés aux valeurs trouvées par le "fit".

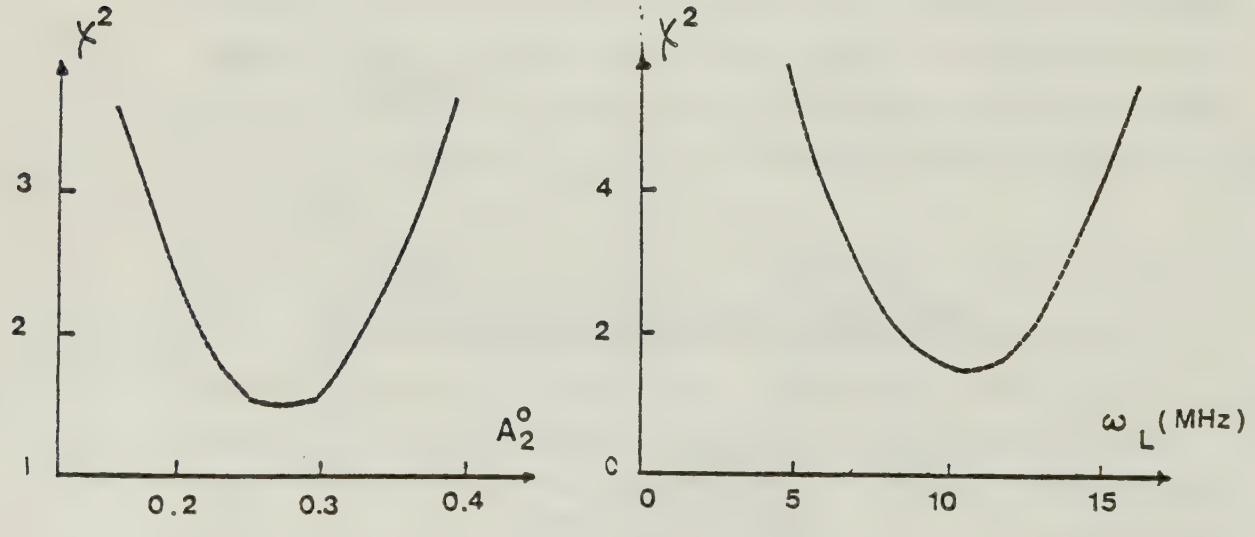


Fig. IV.9 : Variation du coefficient χ^2 avec A_2^o et ω_L, pour le détecteur 2, à température ambiante.

On note qu'elle est relativement moins forte pour A_2^o que pour ω_L.

Signalons pour terminer que les données du détecteur 1 à 270°C sont entachées de larges incertitudes (fig. IV.8), une partie de la statistique ayant du être éliminée pour des problèmes de mauvais fonctionnement électronique. Cela entraîne aussi une normalisation moins précise que dans les autres cas.

IV.5 - Détermination du facteur gyromagnétique

IV.5.a - Expression de g en fonction de la fréquence de précession de Larmor

Le facteur g est relié à ω_L par l'expression :

$$\omega_L = - g\frac{\mu_N}{\hbar} B_{eff} \qquad (IV.6)$$

où B_{eff} est le champ magnétique effectivement vu par le noyau. L'incertitude sur g comprend celle sur ω_L et celle sur B_{eff}.

L'incertitude sur ω_L est de ~10% pour les mesures à 20° et 150°, et 20% pour celles à 270° où la statistique est relativement plus faible.

La précision sur la valeur du champ effectif est plus difficile à évaluer, car entrent en ligne de compte les effets paramagnétiques et les interactions entre le noyau formé et le milieu qui l'entoure comme nous allons succinctement l'exposer dans les paragraphes suivants.

IV.5.b - Corrections paramagnétiques :

La détermination du champ effectif au niveau du noyau passe par des modèles schématisant des phénomènes complexes de physique de l'atome et du solide plus ou moins bien maîtrisés.

- Le phénomène :

Les effets paramagnétiques sont dûs à l'interaction du moment magnétique nucléaire avec le champ magnétique produit par le cortège électronique en présence du champ extérieur. En l'absence de champ extérieur, un noyau de terre rare à couche électronique 4f non pleine reculant dans un site non magnétique ne ressent aucun champ car les électrons 4 f ayant une orientation aléatoire, produisent un champ moyen nul. Par contre, un champ extérieur oriente les spins des électrons 4f

dans son sens, donnant naissance à un champ magnétique supplémentaire : $B_{4f} = B_{interne}$.

On peut écrire $B_{eff} = B_{ext} + B_{int} = \beta B_{ext}$ (IV.7)
en première approximation. β s'appelle le coefficient de correction paramagnétique.

Dans le cas où le noyau s'insère dans un site magnétique, le problème est encore plus complexe.

- Le formalisme :

On sait estimer, en faisant quelques hypothèses, la correction paramagnétique (Gu 64).

Si on suppose que les sous états magnétiques électroniques suivent une distribution maxwellienne, B_{int}, s'écrit, à la température T(K) :

$$B_{int}(T) = - B_{int}(0) \frac{\langle J_z(T) \rangle}{J}$$

où $B_{int}(0)$ est le champ interne à OK

et $\langle J_z(T) \rangle / J$ décrit la polarisation moyenne de l'ion parallèlement au champ externe.

Dans le cas de l'effet Zeeman pur, avec couplage Russel-Saunders, on peut écrire :

$$\frac{\langle J_z(T) \rangle}{J} = \frac{1}{J} \sum_{J_z} \frac{J_z \exp(-g_J \mu_B B_{ext} J_z/kT)}{\exp(-g_J \mu_B B_{ext} J_z/kT)}$$

lorsque : . J et J_z sont de bons nombres quantiques

. on peut supposer que les seuls états en jeu proviennent du niveau fondamental.

g_J est le facteur de Landé du niveau atomique (J,L,S).

Lorsque $g_J \mu_B J_z B_{ext}$ est très petit par rapport à kT, l'estimation suivante peut être donnée pour β:

$$\beta_{param}(T) = 1 + \frac{g_J \mu_B (J + 1) B_{int}(0)}{3 k T} \qquad (IV.8)$$

Dans un hôte comme le Plomb, les ions d'erbium sont supposés être dans l'état de charge 3^+ comme la plupart des terres rares (Ki 72).

La couche électronique est donc : $^4I_{15/2}$, et g_J est égal à 1.2.

Un calcul -que l'on ne développera pas ici- tenant compte de la polarisation du coeur du noyau et du mouvement orbital des électrons, permet d'estimer $B_{int}(o)$. La valeur prise dans notre cas est extraite des travaux de Gunther et Lindgren (Gu 64).

IV.5.c - Problèmes du site-hôte

- Lorsque le site n'est pas à symétrie cubique ;
- ou lorsque le noyau ne se met pas en position substitutionnelle, on peut se trouver en présence d'interaction quadrupolaire électrique se traduisant par des effets de champ cristallin.

Ces effets diminuent à mesure que l'on se rapproche de la température de fusion, c'est-à-dire quand les réarrangements des noyaux permettent plus rapidement l'établissement d'une position de substitution. Notons que la correction au champ extérieur ne peut s'exprimer par (IV.8) que dans le cas d'effets de champ cristallin négligeables.

Dans le cas d'un système cubique comme le nôtre, ces interactions peuvent être considérées comme négligeables vis-à-vis des effets paramagnétiques.

IV.5.d - Mesures - Résultats

- Afin de minimiser ces effets de champ cristallin, nous avons pris comme support de cible, milieu où s'implante le noyau composé d'Erbium, du Plomb, élément à structure cubique et à bas point de fusion.

- Pour contrôler ces mêmes effets, nous avons effectué les mesures à plusieurs températures partagées sur une semaine de temps de faisceau: la température de fusion du Plomb étant basse (327.5°C), la plage des mesures était réduite et nous avons choisi d'effectuer des expériences à trois températures différentes : température ambiante, 150°C et 270°C. A 270°C, point proche de la fusion, les effets de champ cristallin sont complètement négligeables.

Nous pouvons calculer, pour chaque température T, la valeur de g, en attribuant à $\beta(T)$ la valeur donnée par les calculs pour l'ion libre (Gu 64).

Les auteurs (Gu 64) ont estimé l'incertitude sur β à 5%. Nous l'avons majorée, arbitrairement, à 15%, pour tenir compte d'un éventuel effet cristallin, nous plaçant ainsi entre des bornes raisonnables et sûres.

Les valeurs de g ainsi calculées sont :

1) $g = 0.0174 \pm 0.0040$ (20°C) ($\beta = 6.97$)

2) $g = 0.0156 \pm 0.0042$ (150°C) ($\beta = 5.17$)

3) $g = 0.0171 \pm 0.0060$ (270°C) ($\beta = 4.24$).

D'un autre côté, si les effets de champ cristallin sont totalement négligeables, la courbe $g\,\beta(T)$ en fonction de 1/T est une droite (voir formule IV.8). La figure IV.10 montre les résultats obtenus. La qualité du "fit" des points expérimentaux par une droite obtenue par moindres carrés est satisfaisante. L'extrapolation de $g\,\beta(T)$ à température infinie fournit alors directement la valeur du facteur g.

Nous obtenons de cette façon : :

$g = (0.54 \pm 1.60)\ 10^{-2}$

L'erreur importante est dûe essentiellement à la barre d'erreur sur la mesure à 270°C.

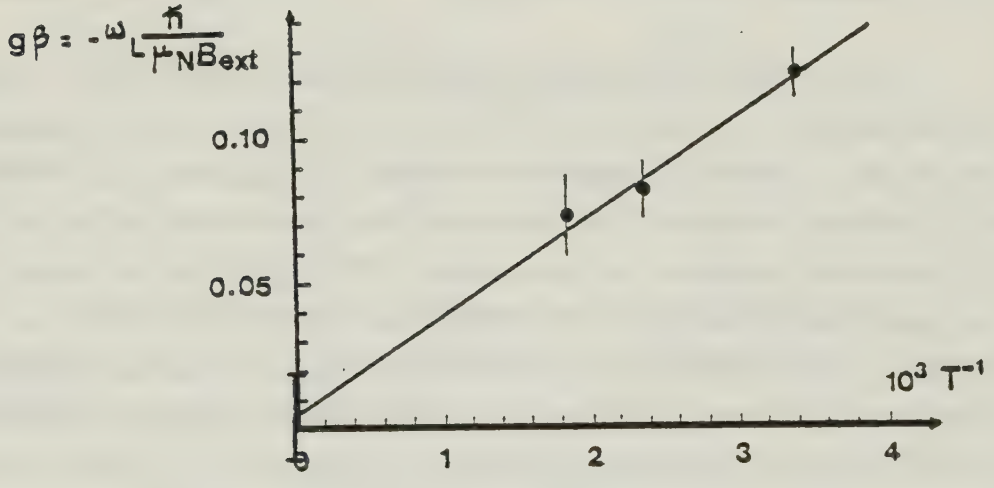


Fig. IV.10 : $g\,\beta(T)$ en fonction de 1/T .
Les points représentent les valeurs expérimentales ; La droite est le résultat de l'ajustage de ces points par une fonction affine par les moindres carrés pondérés.

Cette valeur est compatible avec les résultats précédents et apporte une preuve supplémentaire du caractère négligeable des interactions cristallines.

Nous pouvons alors adopter comme valeur finale :

$$g = 0.017 \pm 0.003 ,$$

moyenne pondérée des trois résultats ,obtenus aux différentes températures.

Cette valeur faible, explique pourquoi la relaxation paramagnétique est peu importante et n'a donc pas empêché la mesure.

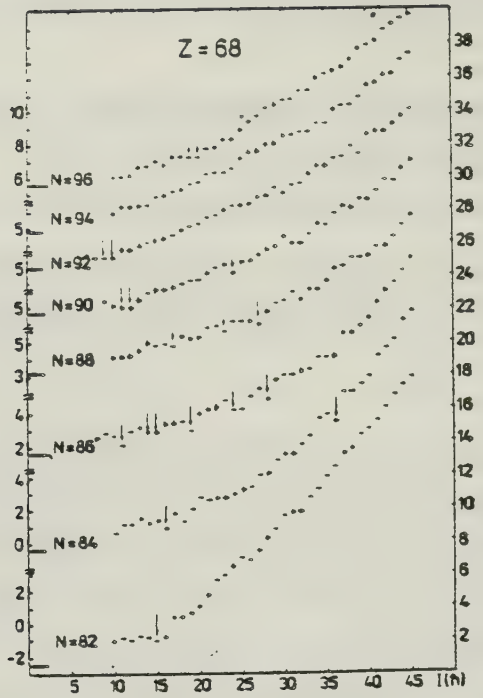
IV.6 - Discussion

L'interprétation du résultat expérimental ci-dessus se place dans le cadre général de l'étude des états isomériques présents dans les noyaux de terres rares en particulier et de l'interprétation théorique de l'existence de ces états. La prévision, par les calculs de trappes "yrast" dans la région $64 < Z < 71$ et $82 < N < 68$ est, dans plusieurs cas, confirmée par l'expérience. L'apparition de ces états isomériques de haut spin est liée au fait que les états d'énergie minimale correspondent à un mode de rotation autour de l'axe de symétrie du noyau (Dø 77).

En effet, pour le noyau ^{154}Er, tous les calculs théoriques sont d'accord pour prévoir que la ligne yrast jusqu'à des spins très élevés (40-50$\hbar$) est composée d'états correspondant à une déformation β de l'ordre de 0.10 à 0.20 avec rotation autour de l'axe de symétrie ($\gamma = -60°$).

Ces résultats sont obtenus dans le cadre du formalisme décrit au chapitre I : le modèle utilisé recherche les déformations d'équilibre (β,γ) du noyau en fonction du spin en considérant à la fois les effets de goutte liquide et de couches. Les corrections de couches sont évaluées en calculant, dans le modèle du "cranking", les orbitales à une particule dans le système en rotation. Les potentiels utilisés sont soit celui de l'oscillateur harmonique modifié (An 81) soit celui de Woods-Saxon (An 81, Cw 82). Dans d'autres travaux (Ce 79, Bot 81, Dø 81), la ligne yrast du noyau est calculée suivant la méthode indiquée au chapitre I en se plaçant directement dans le cas de la rotation d'un noyau "oblate" autour de son axe de symétrie.

a)



b)

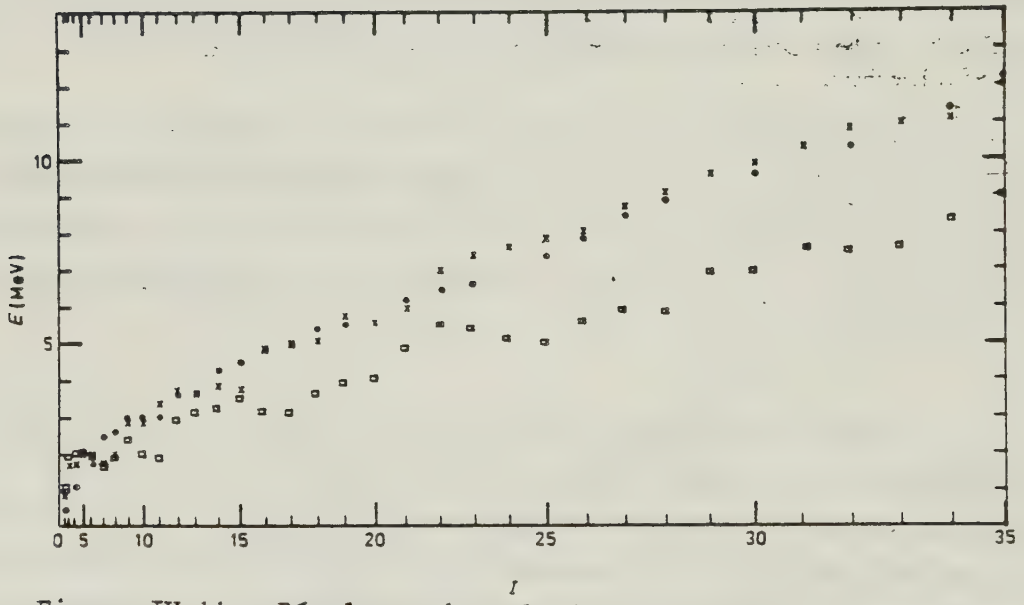


Figure IV.11 : Résultats de calculs concernant la ligne yrast de ^{154}Er :

a) par Cerkaski et al (Ce 79);

b) par Bottges et al (Bot 81) .Les points représentent les résultats expérimentaux, les carrés et les croix sont issus des calculs .

Deux résultats de tels calculs sont donnés dans la figure IV.11. Tous les deux prévoient l'apparition d'un niveau isomérique 11^- (ou 11^-) dans la bande yrast. Il faut remarquer que le calcul de Cerkaski et al ne tient pas compte des corrélations de paires qui jouent certainement un rôle important pour de telles valeurs de spin.

A ce stade de l'exposé, deux points sont à noter :

- La mesure du facteur g de l'état isomérique doit permettre de tester avec précision les fonctions d'onde du niveau et par-là même d'en préciser le spin et la parité (10^- ou 11^- d'après les travaux expérimentaux antérieurs). Cette mesure constitue donc un test très sévère des calculs en question précédemment et donc de l'hypothèse sous-jacente de la rotation autour de l'axe de symétrie.

- En toute rigueur, le facteur g estimé pour différentes configurations de l'état isomérique devrait être calculé en tenant compte de la déformation non nulle du noyau. De tels calculs ont par exemple été effectués par Neergard et al (Ne 81) dans le cas d'isotopes de gadolinium proche du noyau ^{146}Gd : les facteurs gyromagnétiques étaient calculés dans le cadre du modèle de particule indépendante dans un potentiel déformé. En l'absence de tels calculs pour ^{154}Er, et compte tenu des déformations relativement faibles prévues par les calculs ($|\beta| \simeq 0.15$), les facteurs g correspondant aux différentes configurations possibles ont été estimés à partir des valeurs empiriques usuelles (voir ci-dessous) qui supposent implicitement l'utilisation de fonctions d'onde sphériques. L'écart avec la valeur obtenue à partir des fonctions d'ondes déformées devrait être faible (<10%) selon Cerkaski et al (Ce 79) Cette approximation revient donc à ne considérer dans la fonction d'onde de l'état que la composante sphérique de plus grand poids.

Dans les calculs nous avons pris en compte les excitations à deux quasi-particules les plus probables. Dans cette région de masse, les orbitales à une particule les moins liées sont i13/2, h9/2, f7/2 pour les neutrons et h11/2 pour les protons (par exemple Le 78). D'autre part, la possibilité d'une vibration octupolaire du coeur, couplée aux excitations de deux quasi-particules a été introduite, puisqu'il est

maintenant bien établi que les excitations octupolaires sont importantes dans la région Z ~ 64, N ~ 82 (Kl 81).

1) Les valeurs du facteur gyromagnétique sont calculées pour des configurations alignées à deux particules conduisant à $J = 10^-$ et $J = 11^-$ en utilisant la formule de Landé de composition des moments magnétiques j_1 et j_2 :

$$g_J = \frac{g(j_1) + g(j_2)}{2} + \frac{1}{2J(J+1)}\left(j_1(j_1+1)-j_2(j_2+1)\right)\left(g(j_1)-g(j_2)\right) \qquad \text{(IV.8)}$$

Dans ces calculs, les valeurs effectives du facteur gyromagnétique pour les orbitales à une particule sont résultats de mesures (Mo 76, Le 78), sauf pour l'état h9/2 pour lequel nous avons estimé $g_{eff} = 0.25$ d'après la méthode de Schmidt, avec corrections dûes à la polarisation du coeur. Les résultats sont consignés dans le tableau IV.4, où nous avons reporté aussi le résultat pour la configuration non alignée (i13/2, h9/2) 10^-.

2) En ce qui concerne l'excitation octupolaire du coeur, de récentes mesures ont déterminé, pour le noyau magique ^{146}Gd (Z = 64, N = 82), un facteur $g_{3^-} = 0.62 \pm 0.12$ (Ha 82).

Le noyau ^{154}Er possède 4 protons et 4 neutrons en plus seulement et nous avons, dans nos estimations, adopté le même facteur gyromagnétique de l'excitation du coeur (table IV.4).

Configuration	facteur g
$(\nu i13/2, \nu h9/2)\ 11^-$	+ 0.014
$(\nu i13/2, \nu f7/2)\ 10^-$	- 0.26
$(\nu h9/2)^2\ 8^+ *3^-\ 11^-$	+ 0.26
$(\nu h9/2, \nu f7/2)\ 8^+ *3^-\ 11^-$	+ 0.038
$(\pi h11/2)^2\ 10^+ *3^-\ 11^-$	+ 1.084
$(\nu i13/2, \nu h9/2)\ 10^-$	+ 0.0064
expérience	+ 0.017 ± 0.003

Tableau IV-4 : Configurations pouvant entrer en compte pour le noyau ^{154}Er aux spins étudiés ,et facteurs g correspondants .

De cette étude nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- La configuration (νi13/2,νh9/2) 11^- est la seule qui donne une valeur de facteur g en bon accord avec le résultat expérimental ;
- les orbitales de proton n'interviennent pas dans la configuration de l'état ;
- la configuration non alignée (ν i13/2,νh9/2) 10^- conduit à un facteur g trop faible. Par ailleurs, il est bien connu que, dans cette région, les configurations alignées sont celles de plus basse énergie (effet MONA,(Fa 76)); des calculs simples de modèle en couches indiquent que le niveau 10^- se trouverait à une énergie supérieure de 500 keV par rapport à celle du niveau 11^-.
- une composante $[(\nu h9/2,\nu f7/2)\ 8^+ \times 3^-]\ 11^-$ n'est pas exclue, mais elle ne représente certainement qu'une composante relativement mineure dans la fonction d'onde de l'état (~ 10%).

En conclusion, l'étude expérimentale de cet état isomérique donne des résultats en très bon accord avec les prédictions théoriques. Dans cette région de moment angulaire, l'excitation du noyau aplati, est engendrée par le mouvement de quelques particules indépendantes autour de l'axe de rotation. L'état isomérique qui en résulte possède une fonction d'onde de composante principale à 2 neutrons i13/2 et h9/2, couplés à 11^-. Ce spin et cette parité sont prévus par Cerkaski et al (Ce 79), d'après les calculs dans le modèle de cranking.

CHAPITRE V

ÉTUDE DU NOYAU ^{154}ER À TRÈS HAUT SPIN

(CONTINUUM γ)

V.1 - Introduction

Nous avons vu, dans le chapître précédent sur l'étude du niveau isomérique de ^{154}Er que dans la région des moments angulaires entre 10 ħ et 30 ħ, le noyau est décrit théoriquement et peut être expérimentalement interprété comme légèrement déformé avec rotation autour de l'axe de symétrie. A plus haut spin, des changements de forme sont prévus et il est donc particulièrement intéressant d'étudier les rayonnements γ continus émis pour des moments angulaires supérieurs à 35ħ, limite d'observation de raies discrètes jusqu'à présent.

Les techniques d'analyse du spectre continu sont particuliers et complexes du fait même de l'enchevêtrement des transitions à étudier.

Ce travail s'insère dans un ensemble d'expériences destinées à l'étude des états à très haut spin dans ces noyaux peu déformés à bas moment angulaire. Une première mesure faite à Orsay (De 79) avait mis en évidence l'apparition d'une bosse de transitions E2 vers 1.3 MeV. Cette expérience utilisait la technique du halo, ce qui ne permet pas de déterminer les moments angulaires critiques associés à l'apparition des structures nouvelles des spectres γ qui reflètent les changements de forme des noyaux étudiés. Nous avons repris ces expériences en utilisant la technique de la spectrométrie d'énergie totale qui permet une sélection plus étroite de régions particulières de la ligne d'entrée dans le plan (E-J) (Ko 79).

L'essentiel de notre étude dans ce domaine a consisté à obtenir la composition multipolaire des spectres γ correspondant à différentes cascades issues des régions de spins croissants sur la ligne d'entrée. Cette étude peut être divisée en deux parties :

- étude des raies γ statistiques qui permet de tester les modèles de densité de niveaux et de désexcitation statistique ;

- celle du flux de rayonnements γ parallèle à la ligne yrast. Leur structure est directement corrélée aux modes d'excitation du noyau et en donne donc des renseignements précieux. Par exemple, et très schématiquement, la présence, dans un spectre, de transitions de type quadrupolaire pur est liée à l'apparition de degré de liberté de type collectif (vibration ou rotation) alors que l'excitation de particules indépen-

dantes se traduira par la présence plus abondante de transitions de nature dipolaire.

Dans la suite de ce chapître, nous exposerons tout d'abord le principe de l'utilisation du spectromètre somme en tant que sélecteur de zones particulières (E, J) sur la ligne d'entrée. Nous poursuivrons par une description rapide de la mesure du spin moyen, de la largeur en moment angulaire des zones sélectionnées ; enfin nous insisterons sur les résultats de multipolarité obtenus par l'analyse de distributions angulaires, pour les transitions γ statistiques et les transitions yrast

V.2 - Principe d'utilisation du spectromètre à énergie totale

V.2.a - Description :

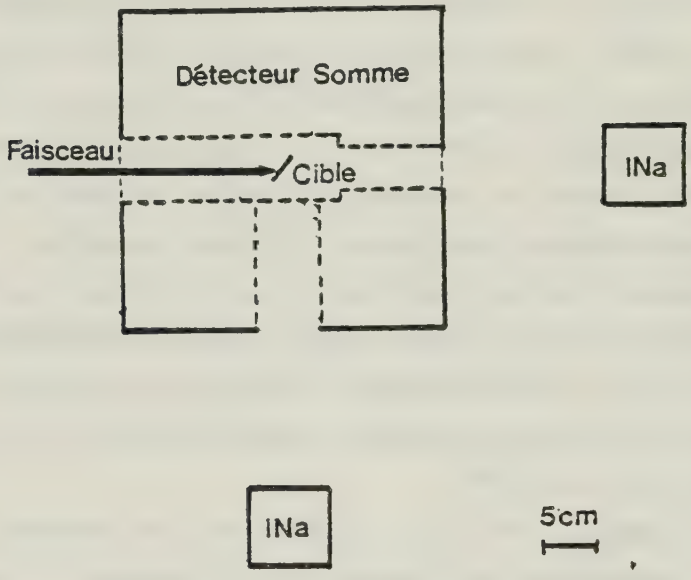


Figure V.1 _ Géométrie du spectromètre somme, et emplacement des détecteurs lors de l'expérience de distribution angulaire étudiéedans ce chapître.

Le détecteur somme, présenté sur la figure V.1 est un gros détecteur INa séparé en quatre secteurs. La mesure de son efficacité totale a été faite grâce à des sources étalonnées de ^{137}Cs (662 keV), ^{65}Zn (1115 keV), ^{54}Mn (835 keV). Une technique de coïncidences (détecteur somme - détecteur INa) a aussi été utilisée avec les sources de

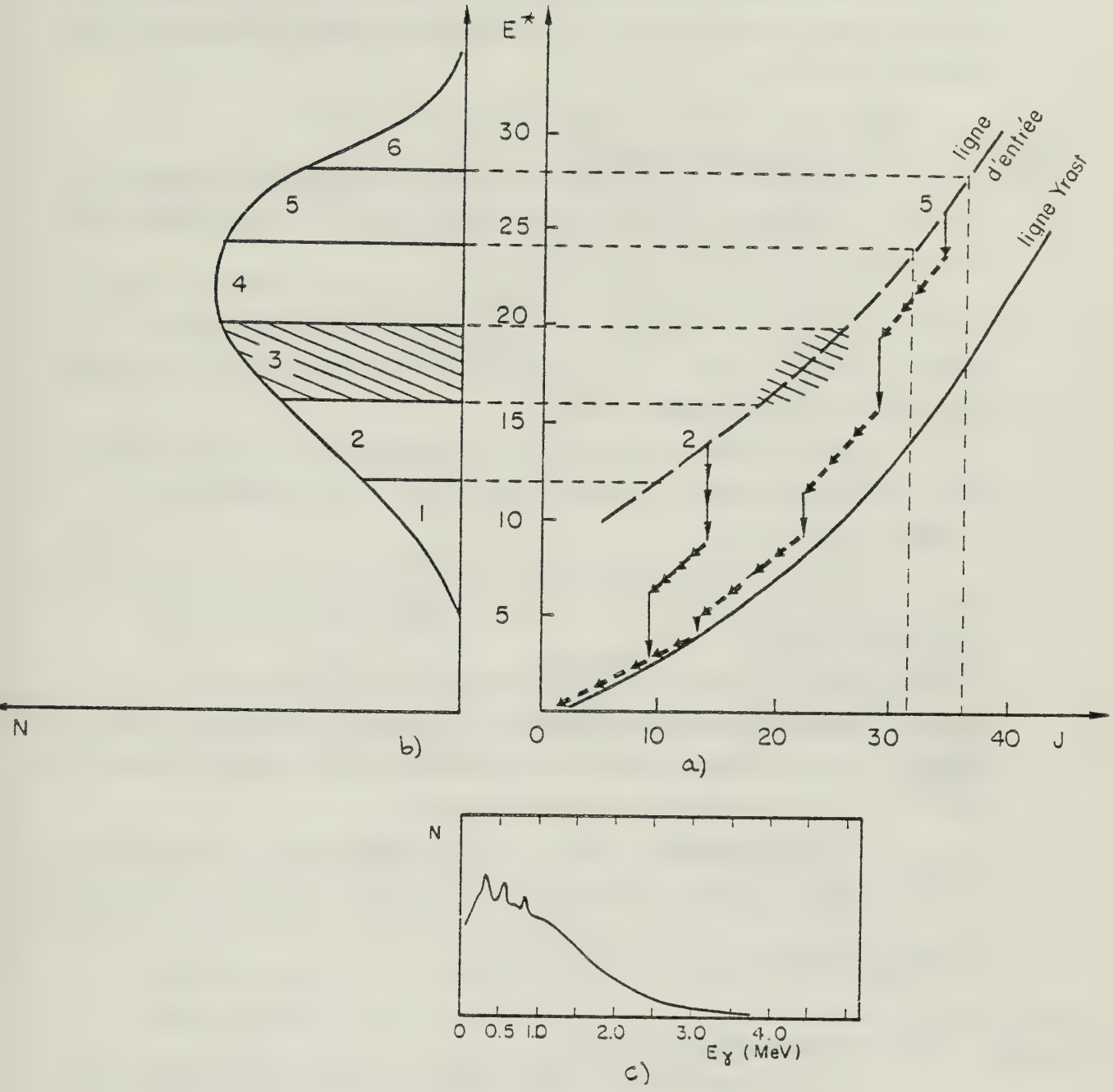


Figure V.2 : Schéma montrant le principe de la spectrométrie par énergie totale : les zones autour de la ligne d'entrée de spin moyen donné (a) correspondent à des tranches dans le spectre d'énergie totale Y (b). Les cascades sont composées de transitions statistiques (→) , et de transitions Y yrast (⇒). En c) est indiquée la forme d'un spectre Y enregistré par un détecteur INa avec la composante statistique ,la composante yrast (avec ses raies résolues et non résolues) (cf chap. II)

^{60}Co (1173 keV, 1332 keV), ^{88}Y (898 keV, 1836 keV) et ^{207}Bi (570 keV, 1063 keV). Les deux méthodes sont en très bon accord et donnent une efficacité totale de 0.82 ± 0.02 .

V.2.b - Sélecteur de spin :

L'émission de rayonnement γ devient prépondérante à partir de la ligne d'entrée, qui est approximativement parallèle à la ligne yrast, à une dizaine de MeV de celle-ci (cf fig. V.2).

La sélection en spin se fait en prenant des tranches successives dans le spectre somme ($\Sigma = \Sigma E_{détecteur}$), comme indiqué sur le schéma de principe (fig. V.2). Pratiquement la délimitation des zones (E,J) n'est pas parfaitement nette :

- La ligne d'entrée n'étant pas infiniment fine, à une énergie somme correspond en fait une distribution pour le spin sélectionné (cf fig. V.2).
- Le détecteur somme n'ayant pas une efficacité égale à l'unité, le spectre somme présente aussi une distribution en énergie autour de l'énergie détectée 0.82 x $E_{cascade}$.
- Enfin, la réponse du détecteur somme à un rayonnement γ est complexe (notamment diffusion Compton). L'énergie enregistrée par le détecteur est distribuée autour de la moyenne de cette distribution : le rapport $\overline{E}_\gamma / E_\gamma$ a été mesuré à diverses énergies.

Il faut cependant noter que nous utilisons la technique des tranchés comme sélecteur de zones (E,J) et non pour étudier la position de la ligne d'entrée. Nous n'insisterons donc pas sur le passage délicat de l'énergie mesurée à l'énergie totale.

V.2.c - Mesure du spin moyen J :

Pour atteindre le spin moyen J d'une zone donnée (E,J), nous avons besoin de connaître :

- La multiplicité des transitions γ de la cascade partant du point (E,J) ,
- La multipolarité moyenne des transitions.

La figure V.2 montre deux exemples de cascades. Nous voyons ainsi schématiser les contributions des γ statistiques - emportant en

moyenne, dans une première approche, peu de moment angulaire- et des γ le long de la ligne yrast.

1) Détermination de la multiplicité d'une cascade

Plusieurs méthodes ont été utilisées, depuis le développement des systèmes à plusieurs compteurs, pour atteindre ce nombre de transitions d'une cascade. Rappelons-les brièvement.

- Cas du halo :

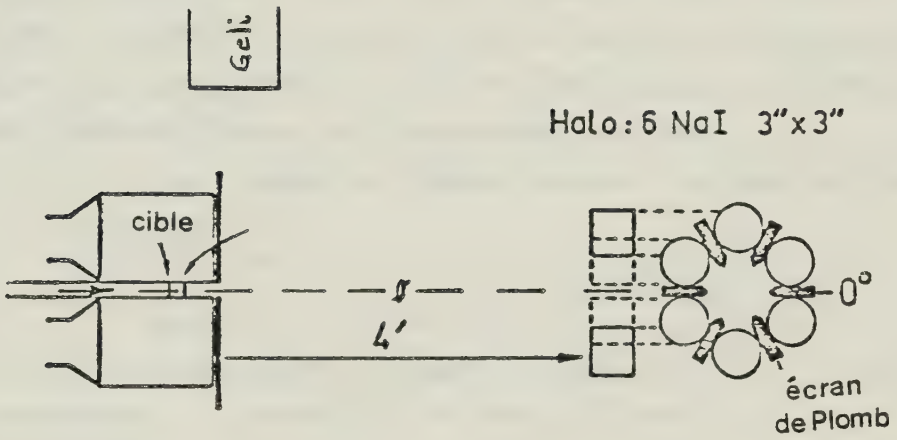


Figure V.3 : Dispositif expérimental de détecteurs en halo (Ro 80).

Schématiquement, le dispositif est présenté sur la figure V.3. Les détecteurs NaI servent de filtre de multiplicité et la voie de sortie est contrôlée par un détecteur GeLi. Des caches de plomb sont installés entre les détecteurs pour réduire la diffusion Compton.

Le formalisme de calcul, notamment utilisé et développé par G.B. Hagemann (Ha.75) et S.Y. Vander Werf (Va.78) aboutit à l'expression suivante de la probabilité que p parmi N détecteurs soient touchés en présence d'une cascade de M transitions :

$$P_{Np}^{M} = \binom{N}{p} \sum_{\ell=0}^{p} (-1)^{p-\ell} \binom{p}{\ell} \left[1 - (N-\ell)\,\Omega\right]^{M} \qquad (V.1)$$

La résolution du système d'équations (p = 1, ... N)

(P) = (A)(M) en vue de déterminer les divers moments (M^n) n'est possible que lorsque les efficacités des détecteurs sont suffisamment faibles pour permettre une troncation des équations et la convergence des solutions (détermination de M et σ, écart-type).

-Cas du spectromètre somme :

Plusieurs méthodes de résolution sont employées, que nous allons exposer brièvement :

- 1ère méthode, dans le cas du spectromètre somme.

Le groupe Tjom - Hagemann (Tj.78) a proposé une technique pour déterminerla multiplicité dans le cas d'un détecteur somme analogue à celui dont nous disposons. Pour chaque tranche de la somme, la détermination de <M> nécessite la connaissance du nombre de coïncidences entre la somme et un petit détecteur INa, pour deux modes d'exploitation différents:

1) en mode non ajouté : le petit détecteur NaI d'efficacité ω ne fait pas partie de la somme (Ω), auquel cas :

$$(N_c/N_s)_{\Omega} = \langle 1 - [1 - \omega/(1-\Omega)]^{M-x} \rangle \qquad (V.2)$$

N_c = nombre de coïncidences

N_s = nombre de coups directs dans le détecteur somme

x étant le nombre de γ touchant le spectromètre somme.

2) en mode ajouté : le petit détecteur NaI est considéré comme une partie du détecteur somme, et $(N_c/N_s)_{\Omega+\omega}$ s'écrit :

$$(N_c/N_s)_{\Omega+\omega} = \langle 1 - [1 - \omega/(\omega+\Omega)]^{x} \rangle \qquad (V.3)$$

L'utilisation des deux modes est nécessaire pour éliminer l'inconnue x,

alors $\langle M \rangle \sim (N_c/N_s)_{\Omega+\omega} \times \frac{\Omega}{\omega} + (\frac{N_c}{N_s})_{\Omega} \frac{1-\omega}{\omega}$ en prenant en compte le fait que $N_c/N_s \ll 1$. (V.4)

Cette méthode comporte cependant quelques inconvénients :

1) La détermination de N_s, correspondant à la réaction seulement est délicate (il y a toujours pollution par les radioactivités, les excitations coulombiennes...),

2) La position du détecteur INa, déterminée (ici à 0°), fait intervenir la distribution angulaire dans son taux de comptage, contrairement à celui du détecteur somme ;

3) Le petit détecteur INa étant différent (positionné plus loin, cristal différent du détecteur somme, ne présente pas les mêmes caractéristiques que ce dernier (diffusion Compton entre détecteurs, efficacité en fonction de l'énergie).

Ces deux derniers points introduisent des imprécisions dans le mode ajouté.

- Notre méthode

Contrairement au cas du halo, les efficacités des détecteurs (~0.20) sont grandes : les éléments de la matrice A (cf plus haut, et article de Van der Werf) ne tendent pas assez vite vers 0 pour que le système soit soluble:

Pour obtenir $\bar{M}$ et l'écart-type σ nous avons supposé une distribution gaussienne pour M autour de $\bar{M}$; d'autre part, nous avons tenu compte de la diffusion Compton possible entre les détecteurs. La probabilité pour que p secteurs soient touchés, en présence de M transitions s'écrit (Ha 79) :

$$P_{4p}^{M} = \binom{4}{p} \sum_{n=o}^{p} (-1)^{n+p} \binom{p}{n} \{1-(4-n)\,\Omega\,(1+f(4-n)\,\Omega)\}^{M} \qquad (V.5)$$

Ainsi, la valeur moyenne de $P_{4p}^{\bar{M}}$ avec la distribution en M s'écrit

$$P_{4p}^{\bar{M}} = \int P_{4p}^{M} \times (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp\left(-(M-\bar{M})^2/2\sigma^2\right) dM \qquad (V.6)$$

La détermination de $\bar{M}$ et de σ pour chaque tranche de la somme s'obtient en minimisant la quantité

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{4} \chi_i^2 = \sum_{i=1}^{4} \frac{(P_{4i}^{\bar{M}} - P_{4i}^{exp})^2}{P_{4i}^{exp}} \times \frac{N_i}{4} \qquad (V.7)$$

Nous reporterons les résultats obtenus lors de l'analyse de l'expérience L'écart-type σ est un paramètre important dans la description de la multiplicité : l'ajustement de $(\bar{M},\sigma)$ aux valeurs expérimentales est très sensible à σ, comme le montre la variation de χ^2 avec ce paramètre.

$\sigma/\bar{M}$	0.0	0.15	0.16	0.17	0.18	0.19	0.20
χ^2	212	29.3	16.6	7.0	5.8	7.0	22.2
$\bar{M}$	13.30	13.70	13.80	13.80	13.80	13.90	14.00

$\sigma/\bar{M}$	0.0	0.15	0.16	0.17	0.18
χ^2	94.3	8.3	2.6	1.8	4.3
$\bar{M}$	18.20	18.90	19.00	19.10	19.30

2) Détermination du spin moyen

Les différentes raies (statistiques, de type quadrupolaire, dipolaire, étirée ou non...) n'emportent pas la même quantité de moment angulaire. L'étude de la multipolarité des transitions dans une cascade est donc nécessaire pour déterminer de façon valable le spin de la voie d'entrée.

Par exemple, dans le cas très schématique où la cascade de M transitions est formée de b transitions statistiques avec $\Delta J = 0$, et de transitions quadrupolaires étirées ($\Delta J = 2$), le spin est égal à $2(M-b)$. Dans notre cas où le noyau ^{154}Er est de faible déformation, les transitions ne peuvent être considérées toutes, même en première approximation comme quadrupolaires étirées (cf. chap. V.6). Par ailleurs, il n'est pas totalement sûr que les transitions statistiques correspondent toutes à $\Delta J = 0$.

Une valeur indicative du spin du noyau peut être estimée :

$$J = \underbrace{(M-b)\ \alpha}_{(M-b)\text{ transitions yrast totalement étirées}} + \underbrace{b \times \beta}_{b\text{ transitions statistiques}} \qquad (V.8)$$

$$\alpha = P(2) \times 2 + P(1) \times 1$$

$$\beta = P(I \to I-1) \times 1 - P(I \to I+1) \times 1 + P(I \to I) \times 0 \qquad (V.9)$$

où P(1) et P(2) sont les proportions de transitions yrast dipolaires et quadrupolaires étirées,

et $P(I \to I-1)$ et $P(I \to I+1)$ les proportions des transitions dipolaires entre les états I et I-1, I+1 respectivement.

Dans notre cas, pour une zone donnée (tranche 4) :

$P(1) = 0.19 \pm 0.02$ $P(2) = 0.81 \pm 0.08$ (expérimental)

$P(I \to I-1) = 0.65$
$P(I \to I+1) = 0.10$ } (calcul)

d'où $\alpha = 1.8$ $\beta = 0.55$ et $J = 35$

L'obtention de ces résultats sera expliquée plus loin (chap. V.4).

V.3 - Construction des spectres multipolaires :

Le but de notre expérience est la détermination de la proportion des différentes sortes de transitions (dipolaires, quadrupolaires) -ainsi que leur nombre absolu- désexcitant un état de la zone d'entrée de (E,J) moyen donné, afin d'étudier l'évolution des modes de désexcitation en fonction du moment angulaire.

V.3.a - Détermination du nombre de raies E_γ pour chaque tranche

Les spectres des détecteurs à 0° et 90° sont affectés différemment par une anisotropie non nulle. L'intensité enregistrée par un détecteur placé à $\theta = 55°$ ($P_2(\cos\theta) = 0$) serait affranchie de ce phénomène. Dans notre cas, la géométrie du spectromètre somme ne permet pas de mettre un détecteur à une telle position. Nous essayons de nous approcher le plus de la situation idéale de l'isotropie en faisant la moyenne :

$$X_i(E_\gamma) = \frac{N^{0°}(E_\gamma) + N^{90°}(E_\gamma)}{2} \qquad (V.10)$$

pour la tranche i

$N^{0°}(E_\gamma)$ et $N^{90°}(E_\gamma)$ correspondant aux spectres corrigés des efficacités, à 0° et 90° (cf partie V.4).

Pour tout i, soit I_i l'intégrale de ce spectre $X_i(E_\gamma)$. A cet ensemble correspondent M_i raies γ, M_i étant la multiplicité des γ pour la tranche i calculée comme indiqué dans V.2. Alors le nombre de transitions d'énergie E_γ est égal à :

$$N_i(E_\gamma) = M_i \times X_i(E_\gamma) / I_i \qquad (V.11)$$

V.3.b - Nombre de raies E_γ dipolaires et quadrupolaires pour chaque tranche

A partir des mesures à 0° et 90° nous extrayons le rapport $r_i(E_\gamma) = (N0°/N90°)$. Nous déterminons les contributions dipolaire et quadrupolaire de la façon suivante :

1) la distribution angulaire du mélange de transitions est donnée par :

$$W(\theta) = \varepsilon_\gamma \times N_s \times M_\gamma \times \{F(2)[1+A_2(2)P_2(\cos\theta)]+F(1)[1+A_2(1)P_2(\cos\theta)]\}$$

efficacité — nombre total d'évènements — multiplicité — part des quadruplaires — part des dipolaires

(V.12)

où F(1) et F(2) sont les proportions des transitions dipolaires et quadrupolaires, que nous supposerons étirées ici (dans ce cas $A_2(2)$ est positif et $A_2(1)$ est négatif.

Si on pose $b = F(1)/F(2)$ (V.13)

alors $$W(\theta) = \varepsilon_\gamma \times N_s \times \frac{M_\gamma}{1+b}\left[1 + b + [A_2(2) + bA_2(1)]P_2(\cos\theta)\right] \quad (V.14)$$

2) L'un des problèmes, à ce niveau, est la détermination des coefficients d'anisotropie.

Tout d'abord nous supposons que le rapport $A_2(2)/A_2(1)$ est égal au rapport des anisotropies correspondantes non atténuées (= -1.4)

Remarquons ensuite que le rapport r est maximum quand toutes les transitions sont quadrupolaires étirées, c'est-à-dire lorsque b = 0.

alors : $$A_2(2) = \frac{r_{max} - 1}{1+0.5r_{max}} \quad (V.15)$$

et $$A_2(1) = -0.71\ A_2(2) \quad (V.16)$$

Pour chaque énergie E_γ, on peut alors déduire le rapport

$$b = \frac{F(1)}{F(2)} = -\frac{A_2(2)(1-0.5r)-r+1}{A_2(1)(1+0.5r)-r+1} \quad (V.17)$$

Les spectres des rayonnements γ dipolaires et quadrupolaires sont donnés pour la tranche i, par :

$$N_i(1)(E_\gamma) = \frac{b}{1+b}\ N_i(E_\gamma) \quad (V.18)$$

$$N_i(2)(E_\gamma) = \frac{1}{1+b}\ N_i(E_\gamma) \quad (V.19)$$

Les nombres $N_i(1,2)\ (E_\gamma)$ pour les tranches successives sont directement comparables : $N_{i+1}\ (1,2)(E_\gamma) - N_i(1,2)(E_\gamma)$ représentent le nombre de transitions dipolaires (quadrupolaires) entre les niveaux yrast de moment angulaire $\bar{J}_{i+1}$ et $\bar{J}_i$.

V.4 - Résultats expérimentaux

V.4.a - La réaction :

L'expérience a été faite au C.E.V. ALICE à ORSAY. La réaction utilisée a été la suivante :

$$^{40}Ar + {}^{118}Sn \rightarrow {}^{158}Er^*$$

Le choix de l'énergie incidente (185 MeV) a été guidé par deux impératifs :

- fournir le moment angulaire maximum ;
- rester dans le cadre des réactions de fusion-évaporation, c'est-à-dire en évitant la fission et les réactions de type deep-inelastic. La voie prédominante de désexcitation conduit alors au noyau excité ^{154}Er.

L'étude des rayonnements statistiques a été également poursuivie dans le cas de la réaction $^{40}Ar + {}^{124}Sn \rightarrow {}^{164}Er^*$, aboutissant, après émission de neutrons, au noyau ^{160}Er principalement.

V.4.b - Le montage expérimental :

Il est présenté à la figure V.1.

Dans un premier temps de l'expérience, un détecteur Ge Li, fournissant des spectres bien résolus a été placé à l'endroit prévu à cet effet à 90° du faisceau pour vérifier que la principale voie de sortie correspond bien au noyau ^{154}Er.

Pour les mesures de distibutions angulaires, deux détecteurs INa de dimensions 7.6 cm x 7.6 cm furent placés à 0° et 90° du faisceau, dans le plan de la réaction, à 60 cm de la cible, elle-même située au centre du détecteur somme.

Leur efficacité relative a été mesurée avec des sources étalonnées de ^{137}Cs d'une part, et ^{60}Co, ^{88}Y en coïncidence d'autre part. Elle est égale à $\varepsilon(0°)/\varepsilon(90°) = 0.97 \pm 0.02$.

Les cibles de 1 mg/cm^2 étaient montées sur des supports épais de plomb (60 mg/cm^2) qui arrêtent le faisceau sans donner un fond important de raies γ parasites.

Un montage électronique standard a été utilisé pour traiter les évènements.

V.4.c - Les données :

Les grandeurs suivantes furent stockées sur bande magnétique :

- énergies E_γ correspondant aux évènements dans chacun des quatre secteurs du spectromètre à énergie totale ;
- identification des secteurs touchés par les rayonnements γ ;
- énergies E_{INa} dans les détecteurs à 0° et 90° ;
- différences de temps entre le signal dans le détecteur somme et chacun des deux détecteurs INa.

V.5 - Dépouillement des données.

V.5.a - Les matrices bi-dimensionnelles $E_{INa} - E_\Sigma$: (après uniformisation des gains des quatre secteurs par programme) ont été construites, en exigeant pour chaque évènement pris en compte qu'au moins trois des secteurs soient touchés. Cette condition permet d'éliminer des évènements parasites à faible multiplicité (radioactivité, excitations coulombiennes,...) tout en étant peu restrictive pour les évènements qui nous intéressent ici. Ainsi, pour ce spectromètre, la probabilité que deux détecteurs seulement soient touchés, si l'on considère une cascade de 20 transitions, est $1.6.10^{-3}$.

D'autre part, pour éliminer la contribution des coïncidences fortuites et des neutrons émis essentiellement vers l'avant dans le référentiel du laboratoire, une sélection en temps de vol a été effectuée (cf fig. V.5).

V.5.b - Spectre d'énergie E_Σ ; Sélection de spin :

Le spectre d'énergie γ totale mesurée est ainsi construit. Il a été divisé ensuite en 7 tranches de largeur ΔE de 3.5 MeV, chacune correspondant à un spin moyen donné de la ligne d'entrée.

Utilisant le formalisme décrit dans le § V.2, nous avons déterminé la multiplicité moyenne et son écart-type correspondant à chaque tranche et ainsi mesuré le spin moyen sur la ligne d'entrée. Les résultats sont consignés dans le graphique V.4.

V.5.c - Spectres E_{INa} :

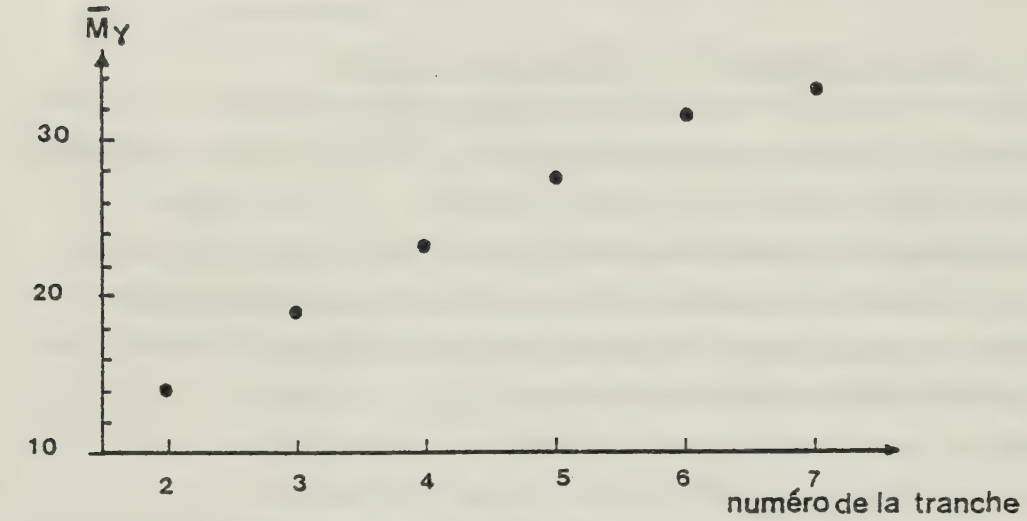
Les spectres enregistrés par les détecteurs INa à 0° et 90° sont construits à partir des matrices bi-dimensionnelles. Les évènements y sont des coïncidences avec le spectromètre somme, et correspondent aux différentes tranches d'énergie moyenne déterminée par ce dernier. Ces spectres doivent être corrigés des effets suivants pour être comparables

- contribution des neutrons,
- correction de l'effet Compton,
- correction de l'effet Doppler, à 0°.

c1 - Contribution des neutrons :

La sélection en temps de vol imposée lors de la construction des matrices a éliminé la majeure partie des neutrons (cf fig. V.5). Nous avons affiné les corrections en soustrayant des spectres E_{INa} à 0° la part des neutrons correspondant à la zone hachurée dans le spectre temps (fig. V.5). Nous avons estimé l'importance de cette zone à partir de la partie gauche de la "bosse" des neutrons, en donnant à leur contribution une distribution gaussienne en énergie .

Ces corrections sont faibles dans toutes les tranches ; la décroissance relative de la pollution par les neutrons par rapport à l'intensité du rayonnement γ quand J augmente est liée au fait que les



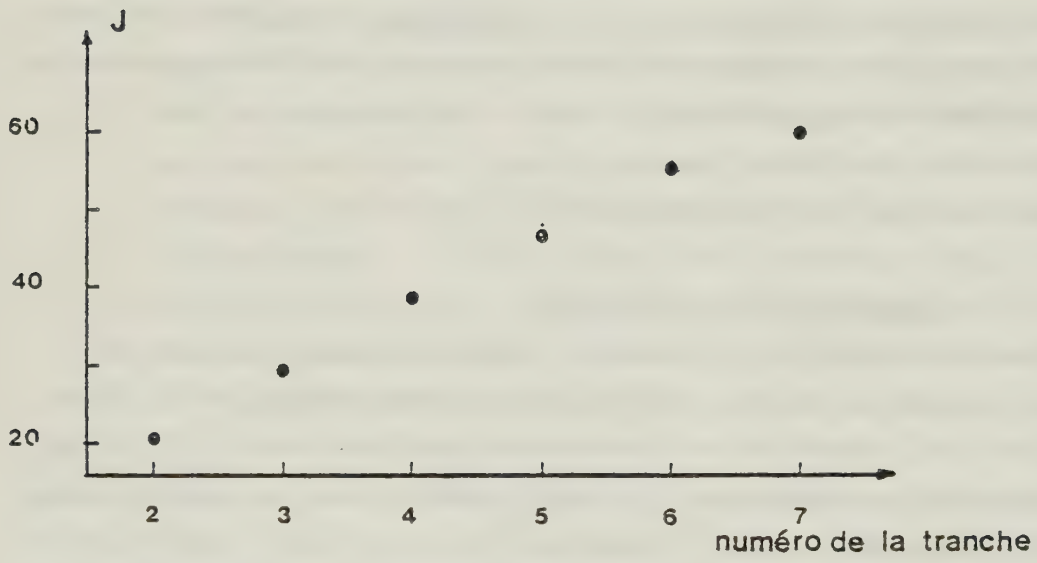


Figure V.4 : Multiplicité γ totale et spin moyen en fonction des tranches d'énergie somme .

tranches à grande énergie E_Σ correspondent plutôt aux voies de sortie à faible émission de neutrons et à grande multiplicité γ.

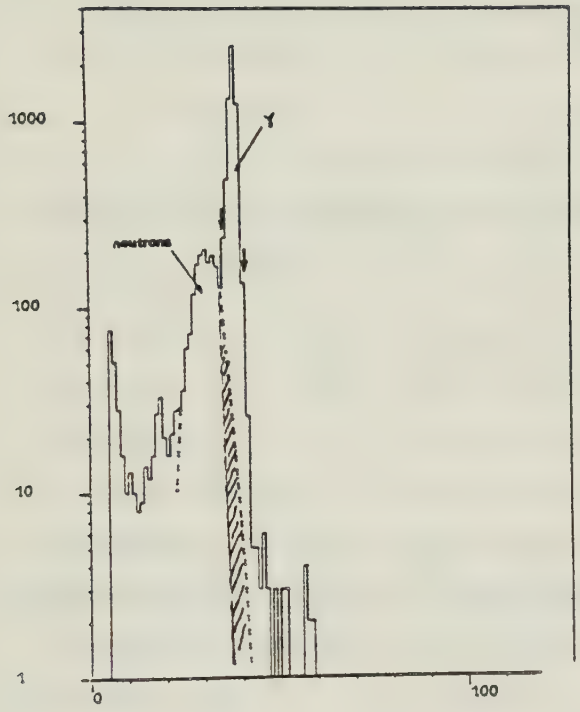


Figure V.5 : Spectre intervalle de temps détecteur somme-détecteur INa à 0°. Les flèches indiquent la fenêtre en temps adoptée pour la construction des spectres INa .

tranche	1	2	3	4	5	6	7
correction	-9%	-8%	-7%	-4%	-2%	0%	0%

(intégrale de la contribution résiduelle des neutrons/intégrale totale).

c2) Déconvolution des spectres :

Les spectres bruts doivent être corrigés de l'effet Compton et des efficacités différentes.

La procédure utilisée a été mise au point par Mollenauer (Mo 61) Nous en exposons ici le principe.

- La fonction de réponse du détecteur INa à un photon d'énergie E_γ doit être connue, pour toute énergie E_γ en principe. En pratique, elle est mesurée avec des sources radioactives, dans la plus large gamme d'énergie possible. Nous avons mesuré les réponses aux rayonnements des sources ^{88}Y et ^{60}Co, montées à la place de la cible dans

les conditions de géométrie exactement semblables à celles de l'expérience.

Soit R(V,E) la distribution en amplitude du signal V dans le détecteur, quand le photon a l'énergie E.

Soit N(E) le spectre incident ;

alors le spectre enregistré présente la distribution :

$$c(V) = \int_0^{\infty} R(V,E)\ N(E)\ dE \qquad (V.20)$$

La résolution pratique en N(E) passe par la formulation matricielle :

$$[C] = [R]\ [N] \qquad (V.21)$$

où $R_{ij} = \int_{vi-1}^{vi} R(V,E_j)\ dV$

$R(V,E_j) \approx \int_{Ej-1}^{Ej} R(V,E)\ dE\ /\ E_j - E_{j-1}$

$C_i = \int_{vi-1}^{vi} C(V)\ dV$

$N_j = \int_{Ej-1}^{Ej} N(E)\ dE$

- L'inversion de l'équation ($[N] = [R]^{-1}\ [C]$) ne donne pas des résultats satisfaisants expérimentalement, à cause des fluctuations statistiques et l'imprécision des fonctions de réponses mesurées.

Une méthode itérative est utilisée : les pas successifs rapprochent de la distribution N vraie :

Les spectres intermédiaires N_k sont calculés de la façon suivante :

au 1er ordre, $[N^1] = [C^0]$ est considéré comme la distribution incidente

donc $[C^1] = [R]\ [N^1]$ est la réponse correspondante.

Pour le canal i, on prend alors :

$$(N^2)_i = \frac{(N^1)i}{(C^1)i}\ (C^o)i$$

et $[C^2] = [R]\ [N^2]$

et alors $(N^3)_i = \frac{(N^2)_i}{(C^2)_i}\ (C^o)_i$

et ainsi de suite jusqu'à convergence. Les spectres ainsi déconvolués peuvent être ensuite lissés pour remédier aux fluctuations dans les zones de faible statistique dûes à l'étape précédente.

c3) Correction de l'effet Doppler.

Le décalage Doppler s'exprime, pour des vitesses du noyau émetteur faibles par rapport à la vitesse de la lumière, par

$$E = E_\gamma - E_o = E_o (v/c) \cos\theta .$$

où E_o est l'énergie de la raie dans le référentiel du noyau émetteur ;

E_γ est l'énergie dans le repère du laboratoire,

et θ est l'angle entre la trajectoire du noyau et la direction du détecteur.

Le décalage est absent pour le détecteur placé à 90° du faisceau, et est maximum pour celui placé à 0°.

Le noyau composé, après perte de quelques neutrons, est encore en mouvement au moment de l'émission de la raie γ si le temps moyen de ralentissement dans le support de cible (de l'ordre de 10^{-13} s) est plus long que celui écoulé entre la formation du noyau composé et l'émission du rayonnement . Il faut ainsi connaître les probabilités de transition correspondantes : les estimations de Weisskopf à une particule sont précieuses (tableau V.1 pour quelques types de transition (Le 78) mais les hypothèses physiques et les mesures sont nécessaires pour estimer l'importance réelle de cet effet.

	0.5 MeV	0.7 MeV	1.0 MeV	1.3 MeV	3.0 MeV
E1 : $1.0\ 10^{14} A^{2/3} E_\gamma^3$	$3.6\ 10^{14}$ ($1.9\ 10^{-15}$)	$9.9\ 10^{14}$ ($7.0\ 10^{-16}$)	$2.9\ 10^{15}$ ($2.4\ 10^{-16}$)	$6.3\ 10^{15}$ ($1.1\ 10^{-16}$)	$7.8\ 10^{16}$ ($8.9\ 10^{-18}$)
M1 : $3.1\ 10^{13} E_\gamma^3$	$3.9\ 10^{12}$ ($1.8\ 10^{-13}$)	$1.06\ 10^{13}$ ($6.5\ 10^{-14}$)	$3.1\ 10^{13}$ ($2.2\ 10^{-14}$)	$6.8\ 10^{13}$ ($1.0\ 10^{-14}$)	$8.4\ 10^{14}$ ($8.2\ 10^{-16}$)
E2 : $7.4\ 10^{7} A^{4/3} E_\gamma^5$	$1.9\ 10^{9}$ ($3.6\ 10^{-10}$)	$1.0\ 10^{10}$ ($6.7\ 10^{-11}$)	$6.1\ 10^{10}$ ($1.1\ 10^{-11}$)	$2.3\ 10^{11}$ ($3.0\ 10^{-12}$)	$1.5\ 10^{13}$ ($4.7\ 10^{-14}$)

Tableau V.1 : Estimations Weisskopf de probabilités de transition à une particule (s^{-1}). Entre parenthèses sont reportées les valeurs de $t_{1/2}$ (s).

Distinguons différents cas :

- Les rayonnements γ statistiques, sont émis dans des temps bien inférieurs à 10^{-13} s (les raies dipolaires E1 sont plus favorisées), et sont donc soumis au plein effet Doppler. Nous y reviendrons, dans la partie V.6, pour estimer, suivant un modèle de distribution E_γ donnée, l'erreur commise dans le calcul des intégrales quand la correction n'est pas faite.

- En ce qui concerne les transitions correspondant à la région yrast, le problème est plus complexe. Ainsi si l'on suppose que la bosse à 1.3 MeV présente dans les spectres est d'origine collective, comme dans le cas des noyaux bien déformés (Di 80), une accélération de 100 par exemple par rapport aux estimations de Weisskopf de transition E2 correspond à une demie-vie de 3.10^{-14} s pour les transitions. Celles-ci présentent donc des décalages Doppler.

- Les raies à basse énergie peuvent ou non être décalées, suivant leur multipolarité. Par exemple, des rayonnements quadrupolaires E2 vers 700 keV sont émis à des temps plus grands que 10^{-13} s, même si l'on suppose qu'elles sont accélérées d'un facteur 100 par rapport aux estimations Weisskopf à une particule.

Pour tenir compte de toutes les possibilités, nous avons ajusté dans les spectres de détecteurs INa à 0° et 90°, les centroïdes respectifs du pic vers 700 keV et de celui de la bosse "yrast" à 1.3 MeV (cf figure V.6). Cet ajustement ne joue d'ailleurs que sur une fraction de canal (à 1.3 MeV) et ne peut en aucune façon influer sur les résul-tats jusqu'à des énergies de 2 MeV.

V.6 - ANALYSE - DISCUSSION

Nous séparons l'étude des cascades γ en deux parties correspondant la première au rayonnement γ statistique, la deuxième à la composante "yrast" de la désexcitation, les problèmes physiques posés étant différents (chapitre II).

L'étude des raies γ statistiques a été faite pour les réactions $^{40}Ar + ^{124}Sn$ et $^{40}Ar + ^{118}Sn$. Les résultats, comme nous allons le voir, sont très semblables, et confirment ainsi l'hypothèse selon laquelle cette désexcitation γ n'est que peu régie par la structure spécifique des noyaux.

En ce qui concerne les transitions "yrast", nous ne reportons que les résultats concernant la réaction $^{40}Ar + ^{118}Sn$, aboutissant principalement à la formation du noyau ^{154}Er, objet de notre étude.

V.6.a Etude des transitions γ statistiques :

La composante statistique de la désexcitation électromagnétique est importante dans la spectroscopie des transitions non résolues à haut moment angulaire :

- d'une part, son étude constitue un test précieux des densités de niveaux nucléaires, fonction du moment angulaire, dans les zones du plan (E,J) situés à quelques MeV au-dessus de la ligne yrast, c'est-à-dire les régions d'entrée de la désexcitation γ.
- d'autre part, elle permet une compréhension plus complète des spectres E_γ enregistrés, puisque la composante statistique est toujours présente comme "fond" des composantes "yrast".

La connaissance expérimentale de cette désexcitation reste cependant plutôt réduite jusqu'à maintenant (An 78, Di 80, Si 80, Tr75).

La nouveauté de notre étude consiste en une observation de l'évolution de ces transitions avec le spin d'entrée. Elle a été permise par l'utilisation du spectromètre somme. Nous avons essentiellement porté notre attention sur l'étude de l'anisotropie des transitions statistiques en fonction du spin d'entrée. Ces mesures permettent de déduire le caractère dipolaire ou quadrupolaire des transitions ainsi que les proportions relatives des raies étirées et non étirées et

constituent un test fin des formules de densité de niveaux. En effet :

- les différentes transitions de même multipolarité présentent des anisotropies différentes. Pour des transitions dipolaires par exemple, les composantes possibles sont $I \longrightarrow I-1$ (étirée), $I \rightarrow I$, et $I \rightarrow I+1$, et possèdent des coefficients A_2 typiques de -0.25, +0.50, -0.25 respectivement.

- de la valeur expérimentale de A_2, on peut donc déduire les proportions des composantes (c'est-à-dire des probabilités des diverses transitions) en fonction de :

- la multipolarité de la transition

- l'énergie de la transition, les spins de départ et d'arrivée, ces grandeurs intervenant dans l'expression des densités de niveaux.

Nous avons également étudié la multiplicité des transitions statistiques en fonction du spin, que nous allons aborder d'abord.

a.1) Evaluation du spectre total statistique

A des énergies élevées ($6\,MeV \gtrsim E_\gamma \gtrsim 3\,MeV$), il est raisonnable de penser que les raies γ statistiques forment la seule composante du spectre E_γ qui présente alors une structure régulière décroissant vers les hautes énergies (cf fig. V.6).

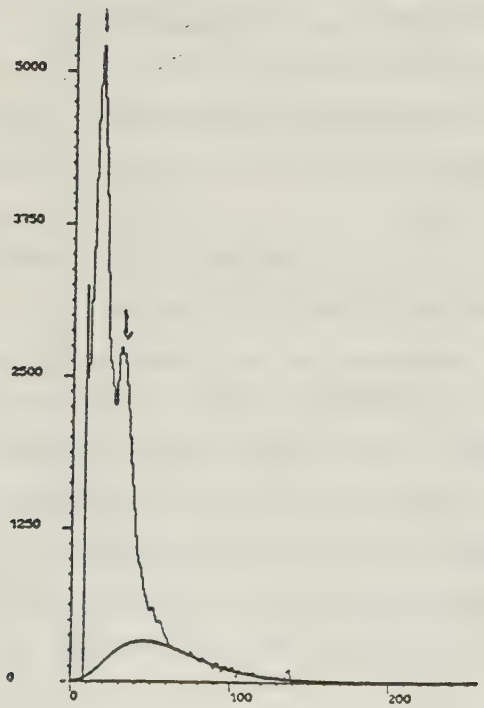


Figure V.6 : Spectre energie E_γ enregistré par un détecteur INa . Nous avons ajusté les spectres à 0° et 90° suivant les centroïdes des pics pointés . La composante γ statistique est estimée à partir de la queue à haute énergie du spectre .

a.1.i - Forme du spectre statistique

Pour évaluer l'intensité des raies statistiques pour toute énergie E_γ, nous avons ajusté, sur la partie à haute énergie du spectre du détecteur INa (entre les énergies E_{MIN} = 3.2 MeV et E_{MAX}= 5.6 MeV), les paramètres T (température) et K (normalisation) de l'expression :

$$\text{nombre de coups par canal} = K\, E_\gamma^{3}\, e^{-E_\gamma/kT} \qquad (V.22)$$
$$(= \text{nombre de coups par 40 keV})$$

Les valeurs du paramètre T dépendent de l'expression prise pour dN_γ/dE_γ . L'expression (V22) que nous utilisons donne la distribution d'énergie d'une transition dipolaire ($2\ell + 1 = 3$) dans le modèle statistique de Fermi, quand la dépendance en moment angulaire des probabilités de transitions est négligée (Di80). D'autres groupes proposent un exposant $4(=2\ell+2)$ (Li78)

Nous reportons ci-dessous les résultats obtenus avec différentes paramétrisations pour un spectre E_γ.

	Tranche	2	3	4	5	6	7
E_γ^3	kT(keV)	700	650	535	648	578	658
E_γ^4	kT(keV)	673	596	614	570	641	603

Tableau V.2 : Paramètre T de l'expression $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = K\, E_\gamma^{3,4}\, e^{-E_\gamma/kT}$ obtenu à partir des données expérimentales ,moyennes des spectres spectres à 0° et 90° ,pour les différentes tranches de l'énergie somme .

Nous avons porté sur le graphique les paramètres T correspondant à la réaction $^{40}Ar + ^{124}Sn$, pour les différentes tranches en énergie totale, à 0° et 90°.(figure V.7).

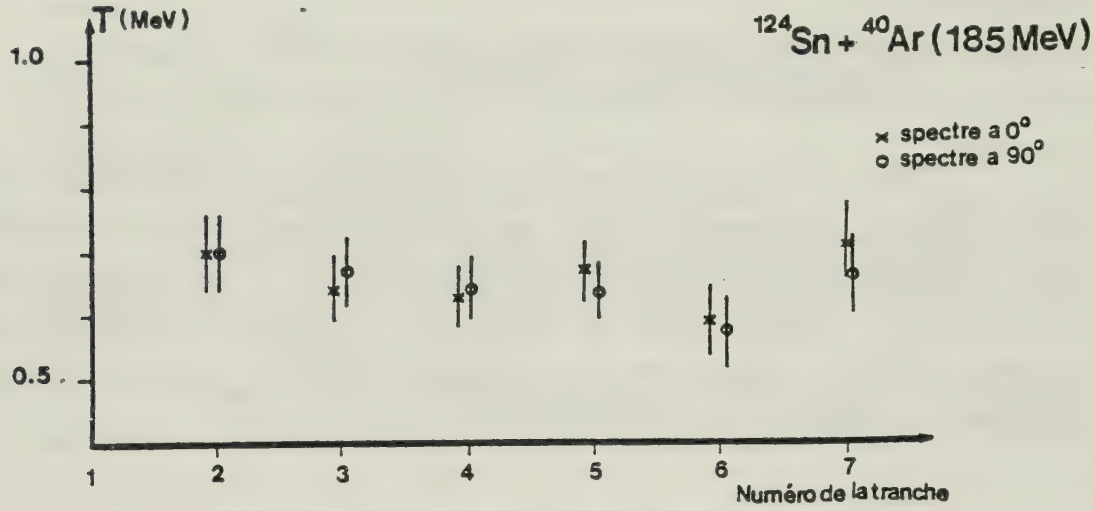


Figure V . 7 : Paramètre T pour les différentes tranches d'énergie totale considérées,à 0° et 90°

Quelques points sont à noter :

1 - Les valeurs sont analogues à 0° et 90°, ce qui est satisfaisant quant à la qualité de notre traitement des spectres, notamment en ce qui concerne la soustraction des neutrons à 0°.

2 - Ce paramètre T est à peu près constant pour les différentes tranches, avec cependant une légère tendance à la baisse quand J augmente. Cela peut signifier que la zone d'entrée reste à peu près à égale distance en énergie de la ligne yrast, quand J varie, car la température est directement reliée à l'énergie disponible $E^* - E_{yrast}$, au spin J donné.

En fait, une cascade γ comporte plusieurs transitions statistiques et le paramètre T ci-dessus est une moyenne sur les régions (E,J) concernées par les transitions statistiques.

a.1.ii - Multiplicité des transitions, fonction du spin d'entrée :

Des paramètres T et K obtenus pour chaque spectre, nous extrapolons une distribution

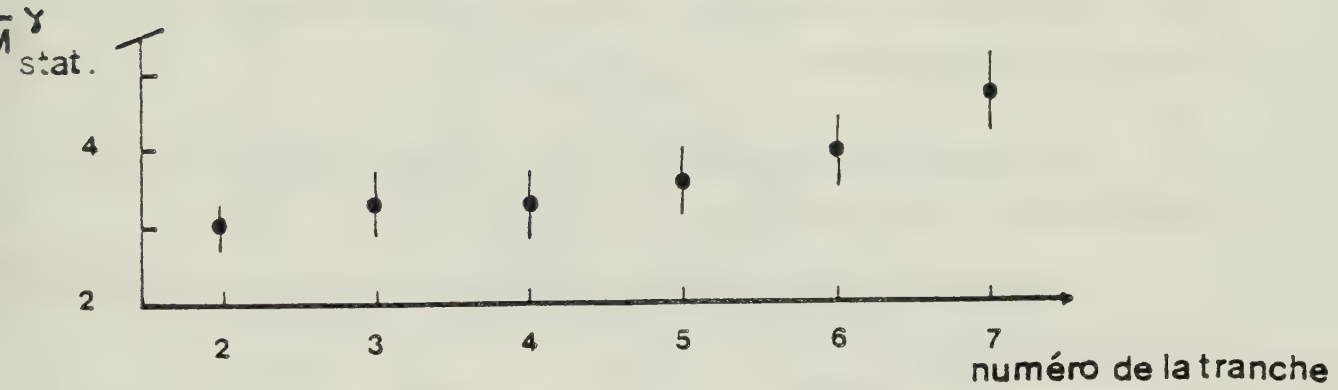
$$d N_{stat} / d E_\gamma (E_\gamma) = K E_\gamma^3 e^{-E_\gamma/kT}$$ pour toute énergie E_γ.

Le nombre total de transitions statistiques est donc :

$$N_{stat} = \int_{E_{min}\ (=0)}^{E_{max}\ (=\infty)} K E_\gamma^3 e^{-E_\gamma/kT} \qquad (V.23)$$

et la multiplicité de ces transitions est :

$$M_{stat} = \frac{M_{total} \times N_{stat}}{N_{total}}$$ pour chaque tranche de l'énergie totale (V.24)



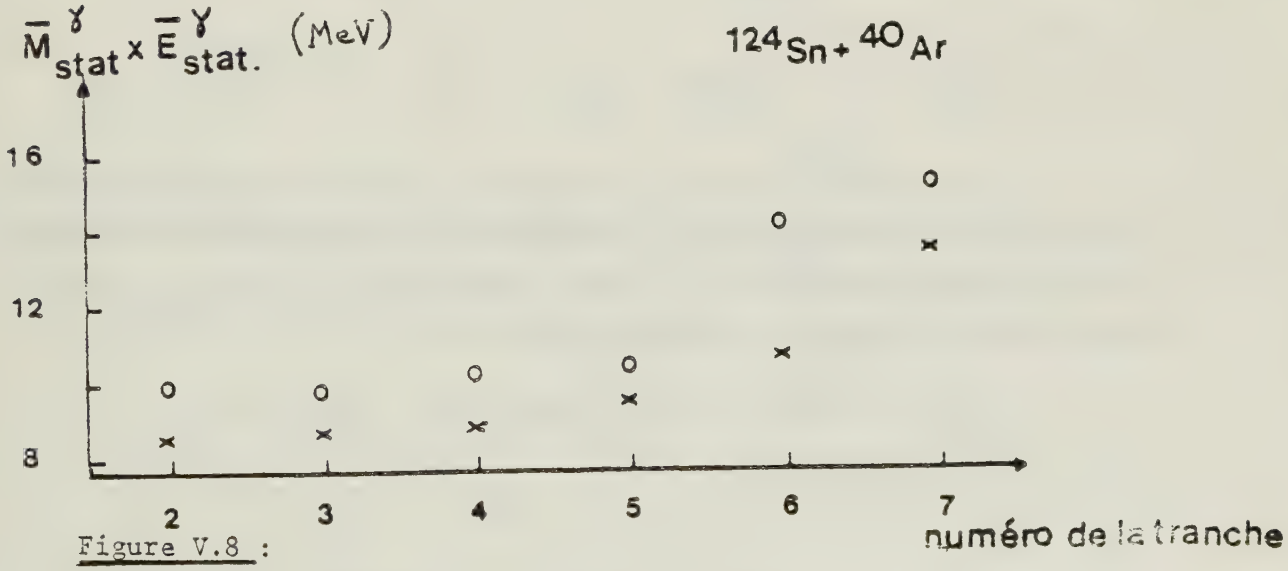


Figure V.8 :

En fonction du numéro de la tranche d'énergie totale :

a) la multiplicité moyenne des transitions γ statistiques,

b) le produit $M_\gamma \times E_\gamma$,qui peut renseigner sur la position de la ligne d'entrée par rapport à la ligne yrast.(cf § V.6.a.3 ii)

Pour diminuer au maximum l'erreur dûe à l'anisotropie, nous avons pris

$$N_{stat} = \frac{N_{stat}\ (0°) + N_{stat}\ (90°)}{2} \qquad (V.25)$$

comme nous l'avons fait pour N_{total} (cf §.V.3).

Les résultats sont indiqués sur la fig. V.8 . Le nombre de raies statistiques tend à augmenter avec le spin, mais relativement beaucoup moins que la multiplicité totale.

Une source d'incertitude possible à l'estimation de N_{stat} (0°) et donc à celle de l'anisotropie peut provenir du décalage Doppler :

Avec les hypothèses du point a.1.i précédent, nous allons estimer l'erreur commise dans le cas de l'effet Doppler maximum (à 0°, quand le rayonnement est émis par un noyau "en pleine vitesse" v) si la correction n'est pas faite.

La distribution en énergie, repérée dans un référentiel lié au noyau émetteur, s'écrit : $dN/dE_o = k_o E_o^3 e^{-E_o/kT_o}$ (V.26)

A cause de l'effet Doppler, celle enregistrée dans le référentiel du laboratoire s'écrit :

$$dN/dE_1 = k_1 E_1^3 e^{-E_1/kT_1} \qquad (V.27)$$

avec $T_1 = T_o\ (1 + v/c)$, car $E_1 = E_0\ (1 + v/c)$ au 1er ordre en v/c.

(V.28)

La figure V.9 montre l'intégrale I_1 de l'intensité enregistrée entre deux énergies E_{MIN} et E_{MAX} (hachurée) et l'intégrale correspondant à la distribution corrigée de l'effet Doppler que l'on aurait entre les mêmes bornes en énergie (doublement hachurée) I_o

$$I_o = \int_{E_{MIN}}^{E_{MAX}} E^3 e^{-E/kT_o}\ dE \qquad (V.30)$$

$$I_1 = \int_{E_{MIN}}^{E_{MAX}} E^3 \, e^{-E/kT_1} \, dE \qquad (V.31)$$

Entre les bornes E_{MIN} = 0.2 MeV et E_{MAX} = 8 MeV, avec
kT_1 = 0.675 MeV et v/c = 2.5%, kT_o = 0.659,
nous obtenons : I_o = 1.13
I_1 = 1.24

L'écart de 10% est une limite supérieure à l'erreur que l'on peut commettre, même si la correction de l'effet Doppler n'est pas faite.

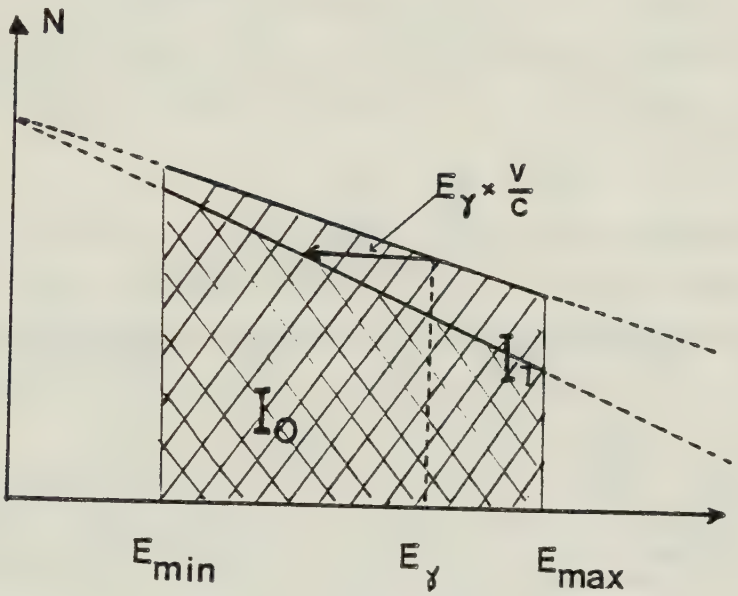


Figure V .9 : Schéma illustrant la correction de l'effet Doppler pour un spectre présentant une pente .

a.2 - Anisotropie des raies γ statistiques :

Nous avons calculé, pour les détecteurs à 0° et 90°, et les diverses tranches i de l'énergie somme,

la quantité $N_{stat}(\theta,i) = \int_{E_{MIN}}^{E_{MAX}} K \, E_\gamma^3 \, e^{-E\gamma/kT}$ (V.32)

les paramètres K et T étant obtenus comme montré au §.a.1.i .

Les rapports $r_{stat,i} = \frac{N_{stat}(0°,i)}{N_{stat}(90°,i)}$ sont ensuite calculés :

Nous avons reporté sur la figure V.10 les valeurs de r pour les deux réactions $^{124}Sn + ^{40}Ar$ et $^{118}Sn + ^{40}Ar$.

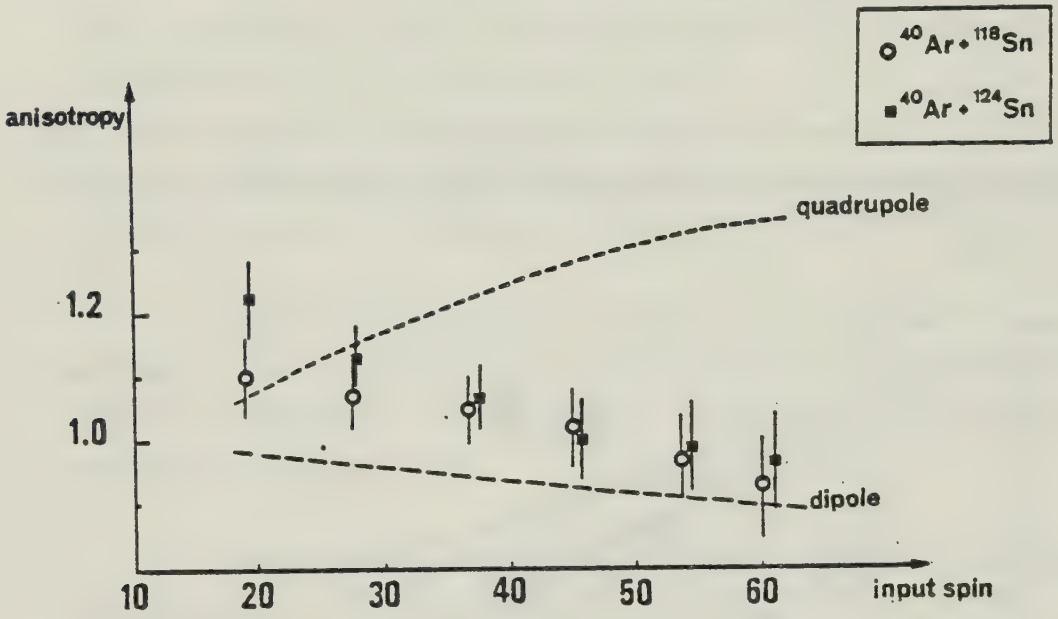


Figure V.10 : Rapport $\frac{N(0°)}{N(90°)}$ en fonction du spin d'entrée pour les transitions γ statistiques . Les courbes en pointillé sont des résultats de calculs exposés dans le paragraphe V.6.a.3 .

L'anisotropie est faible pour la plupart des tranches, et diminue avec le moment angulaire. Nous avons essayé d'expliquer ce résultat nouveau avec un modèle simple de désexcitation statistique.

a.3 - Comparaison avec le calcul dans un modèle de désexcitation statistique :

De nombreux travaux portent sur les modèles de densités de niveaux nucléaires (Bo 75,Gr 67,Li 78) . Nous décrirons d'abord le formalisme que nous avons utilisé pour calculer:

- les intensités relatives des transitions électromagnétiques,

- les distributions angulaires d'une transition γ et d'une cascade statistique.

Nous reporterons ensuite les résultats obtenus, en les comparant avec les données expérimentales.

a.3.i - Le principe du calcul .

- La probabilité d'une transition électromagnétique de multipolarité l entre les états d'énergie E_i, E_f de moments angulaires J_i, J_f est donnée par :

$$T(E_i,J_i \rightarrow E_f, J_f) = E^{2l+2} \; M_{if}^2 \; \frac{\rho(E_f, J_f)}{\rho(E_i, J_i)} \qquad (V.33)$$

où : - M_{if} est l'élément de matrice de transition entre les états initial et final, soit $\langle f|M|i\rangle$ où M est directement relié au caractère électrique ou magnétique et à la multipolarité de la transition .

- $\rho(E,J)$ est la densité d'états pour le point (E,J). Etant donné que dans notre cas rien ne lève la dégénérescence des sous-états magnétiques, une formule de densités indépendante de m, obtenue en faisant la moyenne sur m, est seule requise.

Dans le modèle statistique utilisé , elle s'exprime de la manière suivante :

$$\rho(E,J) = \frac{a^{1/2}}{24}\left(\frac{\hbar^2}{2}\right)^{3/2} \frac{2J+1}{\left[E - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} J(J+1)\right]^{1/2}} \exp\left[2\left\{a\left(E-\frac{\hbar^2}{2}J(J+1)\right)\right\}^{1/2}\right] \qquad (V.34)$$

où E est l'énergie d'excitation ($E - (\hbar^2/2\mathcal{J})J(J+1)$ représente l'énergie, corrigée de la ligne yrast, "disponible" au spin J).

Le coefficient de densité a est directement relié à l'espacement des niveaux individuels, de protons et de neutrons ; les calculs de Gilbert et Cameron (Gi65) aboutissent à l'expression :

$$a/A = 0.00917S + 0.120$$

où S = S(N) + S(P) est la correction de couches totale. Dans le cas de ^{154}Er, nous avons pris a = 25.7).

- Distribution angulaire :

Un calcul complet demanderait une simulation par la méthode de Monte Carlo des désexcitations successives. Notre calcul, à ce stade du travail, reste analytique. Les hypothèses raisonnables faites doivent cependant permettre d'atteindre les comportements globaux des différents quantités.

Nous avons calculé la distribution angulaire résultante d'une étape (cf Appendice), puis celle dûe à la succession d'émissions de raies γ.

* A chaque étape de la cascade de désexcitation γ, nous supposons que la transition est pure, et que le degré d'alignement reste maximum. Les anisotropies A_2 (J_i, J_f, ℓ) sont calculées à partir de leur expressions rappelées dans l'appendice. Nous n'avons, en aucun cas, fait intervenir les coefficients A_4.

La distribution angulaire est obtenue en faisant la moyenne pondérée des distributions correspondant aux valeurs des J_{final} possibles et des énergies $E\gamma$.

Dans le cas d'une transition dipolaire par exemple, on peut avoir trois composantes $I \rightarrow I+1$, $I \rightarrow I$ et $I \rightarrow I-1$. avec des anisotropies différentes, typiquement -0.25, 0.50, et -0.25 respectivement.

La distribution résultante s'écrit donc :

$$W(\theta) = 1 + \frac{\sum_{J_f} A_2(J_i, J_f, \ell)\ T(E, J_f)\, dE_\gamma}{\sum_{J_f} \int T(E, J_f)\, dE_\gamma} P_2(\cos\theta) \quad (V.35)$$

où $T(E_\gamma, J_f)$ est donné par l'expression V.33.

* Dans notre cas, les raies γ statistiques sont en cascade de 3 ou 4 transitions (cf V.5.a.1). Pour calculer la distribution angulaire résultante, nous avons utilisé le schéma suivant (fig V.11).

Nous considérons l'exemple d'une cascade composée de raies dipolaires pures. Nos calculs ont été menés dans le cas de transitions quadrupolaires pures aussi. Les cas des raies non pures et des cascades "mixtes" n'ont pas été pris en compte.

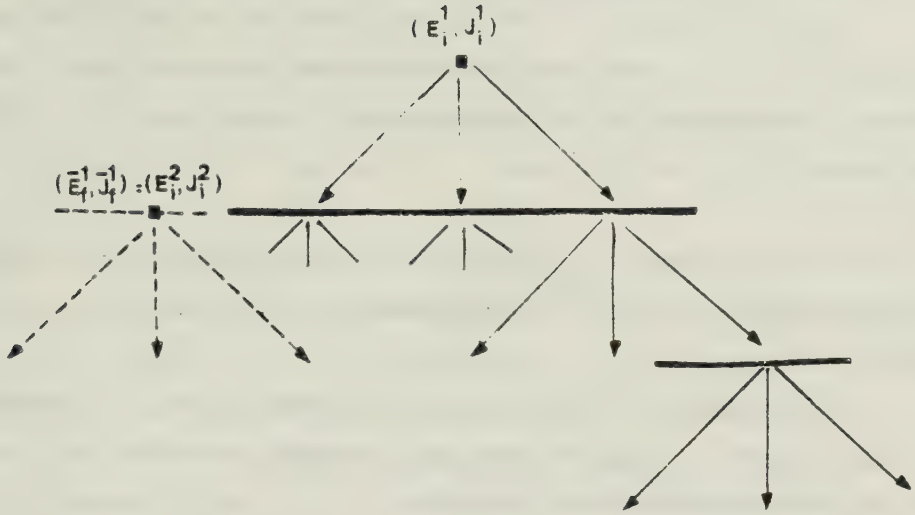


Figure V-11 :Schéma de désexcitation statistique qui a été utilisé dans nos calculs .

Partant d'un point (E_i, J_i) le noyau arrive à un point (E_f, J_f) qu'il faut estimer pour avoir le point de départ de l'étape suivante. Nous avons adopté pour E_f et J_f les moyennes :

$$E_f = \frac{\sum_{J_f} \int E_f \left(E_\gamma, J_f \right) T \left(E_\gamma, J_f \right) dE_\gamma}{\sum_{J_f} T \left(E_\gamma, J_f \right) dE_\gamma} \qquad (V.35)$$

$$J_f = \frac{\sum_{J_f} \int J_f \, T \left(E_\gamma, J_f \right) dE_\gamma}{\sum_{J_f} T \left(E_\gamma, J_f \right) dE_\gamma} \qquad \text{arrondi à la valeur entière la plus proche} \qquad (V.36)$$

Les voies ouvertes par la cascade allant en divergeant (voir fig V-11), nous avons pris comme expression de la distribution angulaire totale :

$$W(\theta) = \frac{\sum_{i=1}^{M} W_i(\theta) \; 3^{(i-1)}}{\sum_{i=1}^{M} 3^{(i-1)}} \qquad (V.37)$$

où $W_i(\theta)$ correspond à la $i^{\text{è}}$ étape de la cascade statistique de M transitions .

a.3..ii : Les résultats

Avant de passer à l'étude, en fonction du spin, de la composante statistique, il nous semble nécessaire de faire deux remarques concernant l'expression de la probabilité d'une transition que nous avons utilisée :

* Nous avons comparé les résultats obtenus avec les expressions E^{21+2} (expression 1) et E^{21+1} (expression 2), utilisées par différents auteurs :

- Les résultats concernant les propos tions relatives des raies $J_i \rightarrow J_f$ pour J_i donné ne sont pas changés, de même que les anisotropies qui sont prévues dans ce modèle.

- Par contre, la valeur moyenne de l'énergie E_γ est de l'ordre de 10% plus grande pour l'expression (1) que pour l'expression (2).

Dans la figure ci-dessous, nous avons reporté les énergies moyennes correspondantes à des spins croissants, et aux expressions (1) et (2). Pour comparaison, les énergies moyennes issues de l'expérience sont aussi rappelées pour les diverses tranches de l'énergie totale, aux spins moyens allant de 10ħ à 60ħ. On peut ainsi noter une concordance très satisfaisante.

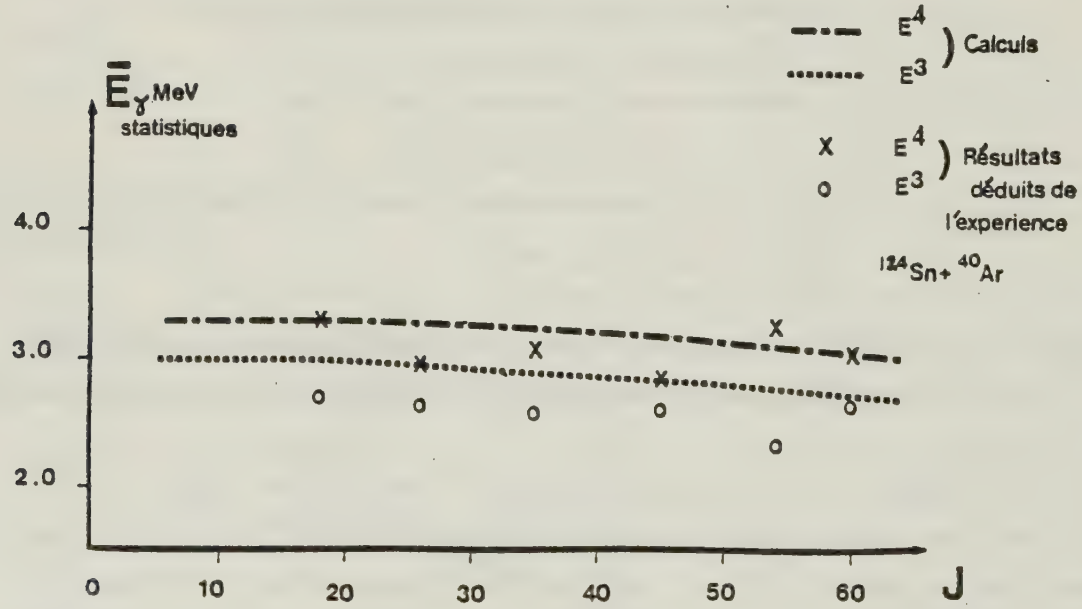


Figure V.12 : Energie moyenne des transitions γ statistiques en fonction du spin, calculée (lignes), déduites de l'expérience (points avec les différentes expressions de dN_γ/dE_γ

Les calculs présentés ci-dessous sont faits avec l'expression en $E^{2\ell+1}$.

* Le paramètre de densité a est déterminé de façon différente par les divers auteurs, suivant des méthodes expérimentales ou théoriques (Lang-Lecouteur, Cameron). Nous avons utilisé la formule semi-empirique de Gilbert et Cameron (Gi 65, cf V.5.a.3.i, a = 25.7 MeV) et vérifié que :

- Les résultats concernant les probabilités de transition $J_i \rightarrow J_f$ sont tout à fait analogues (au 1%) quand on fait varier ce paramètre de manière importante (entre 13 et 30 MeV^{-1}).

- Par contre, E_γ augmente quand a devient petit. Nous avons typiquement 4 MeV pour a = 13.0 et 3 MeV pour a = 25.7).

L'étude a été faite pour les différents spins couvrant la même plage que les données expérimentales (J = 20-60 $\hbar$). Nous pouvons ainsi comparer les évolutions calculées et expérimentales de l'anisotropie avec le moment angulaire de la voie d'entrée.

Nous avons supposé, dans nos calculs, que la zone d'entrée se trouve à 15 MeV de la ligne yrast. Cette va leur est raisonnable, compte tenu des résultats reportés dans le graphique V.8 . Une valeur de 10 MeV fournit des résultats similaires en ce qui concerne les anisotropies. Seul est différent le nombre de transitions possibles avant d'atteindre la ligne yrast.

Nous allons, dans ce qui suit, résumer les résultats obtenus concernant l'objet principal de nos tests, c'est-à-dire, les proportions relatives des transitions $J_i \rightarrow J_f$, pour les différents J_i, avec $J_f = J_i-\ell, \ldots, J_i+\ell$.

Ces transitions n'ayant pas la même anisotropie, les distributions angulaires qui en découlent, et que nous regarderons ensuite, n'ont pas la même allure (cf Appendice).

Prenons le cas d'une transition dipolaire : aux composantes $J \rightarrow J-1$ (étirée) et $J \rightarrow J+1$ correspondent des coefficients A_2 négatifs ($A_2 \approx -0.25$) alors que celle de la composante $J \rightarrow J$ est positive ($A_2 = +0.50$). L'anisotropie résultante est reliée directement à l'importance relative de ces composantes. Le tableau V.3 montre les

proportions calculées des composantes J → J-1, J → J et J → J+1 pour une transition dipolaire, pour E_γ = 5 MeV, aux différents spins :

J	20	30	40	50	60
proportion de J → J-1	0.47	0.55	0.62	0.69	0.74
J → J	0.32	0.30	0.27	0.24	0.20
J → J+1	0.21	0.15	0.11	0.07	0.06

Tableau V. 3 : Proportions des composantes J→J-1 ,J →J , J →J+1 d'une transition dipolaire statistique en fonction du spin d'entrée .

La proportion des transitions étirées augmente beaucoup avec le spin, au détriment de la composante J → J+1. Cela peut être interprété suivant le schéma V.13 : les différences relatives de densités sont plus fortes entre les points a, b, c qu'entre d, e, f pour E donnée, car les premiers se trouvent proches d'une ligne yrast plus pentue, où la densité d'états tend vers 0.

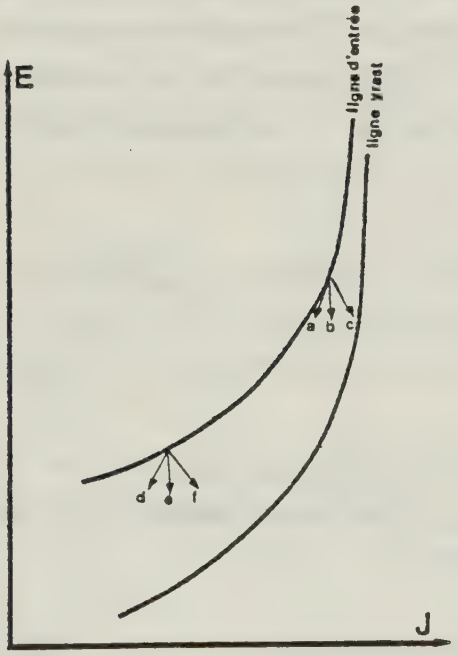


Figure V.13 : Repérage des divers points entre la ligne d'entrée et la ligne yrast, où les variations de densité de niveaux sont différentes .

Nous avons ensuite appliqué le formalisme décrit au paragraphe V.5.a.3 pour obtenir les anisotropies résultant de l'émission de plusieurs raies γ statistiques. Nous avons calculé pour le cas des cascades composées - ou de transitions dipolaires pures ;

- ou de transitions quadrupolaires pures .

Pour tous les spins, nous avons été conduits à arrêter les cascades à 4 (3) transitions γ dipolaires (quadrupolaires) : Une étape supplémentaire amènerait le point (E_f, J_f) de l'autre côté de la ligne yrast. Ces nombres sont tout à fait cohérents avec les valeurs expérimentales de la multiplicité (fig. V.8).

Les résultats sont reportés sur le graphique V.10. .
Les résultats correspondant aux transitions quadrupolaires ne sont pas cohérents avec les données expérimentales, alors que les transitions dipolaires permettent de retrouver la tendance expérimentale de décroissance de l'anisotropie avec l'augmentation du spin d'entrée. Ces effets peuvent résulter de la croissance de pente de la ligne yrast, comme nous l'avons souligné plus haut, favorisant ainsi les transitions (dipolaires) étirées par rapport aux composantes $J \rightarrow J$ et $J \rightarrow J+1$.

La moyenne de l'anisotropie sur les différentes tranches ($r = 1.07 \pm 0.05$) -pondérée sur les nombres d'évènements dans chaque tranche- est comparable aux résultats d'autres travaux (T. 79; $A_2 \approx 0.05$ ou $r \approx 1.08$) ; (F0.81) : les γ statistiques présentent une distribution isotrope) où des études globales, sans spécification du spin d'entrée, ont été menées.

De telles études peuvent aboutir à l'interprétation des transitions γ statistiques comme mélange de transitions dipolaires étirées et non étirées (F0.81 : 2/3 de $J \rightarrow J-1$; 1/3 de $J \rightarrow J$). Nos résultats, en fonction du spin d'entrée, obligent à nuancer les résultats :

1. des transitions quadrupolaires ne permettent pas d'expliquer les résultats expérimentaux.

2. La proportion des transitions γ dipolaires étirées par rapport aux autres dépend du spin. Pour pouvoir reproduire les résultats expérimentaux, il faudrait augmenter la part des transitions $J \rightarrow J$ par rapport aux calculs décrits ci-dessus.

Nos conclusions concordent avec celles de l'équipe de Strasbourg pour lesquelles il y aurait des intensités égales de transitions étirées et non étirées (Vi.79), et moins de 16% de transitions quadrupolaires Cependant, nous ne voyons pas de raison à cette déviation par rapport aux modèle de désexcitation que nous avons utilisé.

V.6.b - Etude des transitions γ "yrast" suivant le spin d'entrée

Pour les transitions γ statistiques, le taux d'émission, la distribution en énergie, la multipolarité ne sont régies que par les densités d'états du noyau et sont peu fonction de la forme, de la masse (N,Z) du noyau. Par contre, les caractéristiques des transitions "yrast" composante principale des spectres E_γ enregistrés dépendent notamment de leurs formes et de leurs modes d'excitation, c'est à dire de leur structure .

Dans le chapître IV, nous avons étudié le noyau ^{154}Er à des spins moyennement élevés, dans une région où les transitions discrètes sont encore observables ($I < 35\ \hbar$). Nos conclusions, en ce qui concerne les modes d'excitation, s'accordent avec les prédictions théoriques : des particules alignent leurs spins suivant l'axe de symétrie du noyau en générant une grande part du moment angulaire total.

Les travaux expérimentaux et théoriques se sont beaucoup développés à plus haut moment angulaire. En particulier,dans la région des terres rares des résultats systématiques sur les masses allant des noyaux déformés aux noyaux très proches de la couche fermée N = 82 commençent à apparaître. Ils prédisent des changements de forme, de mode d'excitation : en particulier, des modes collectifs peuvent apparaître vers des spins de 40 $\hbar$. Les explications sont multiples, et restent encore au stade d'hypothèse .

Notre étude concerne la multipolarité des transitions "yrast" désexcitant les niveaux du continuum en emportant la majeure partie du moment angulaire. L'utilisation du spectromètre à énergie totale a permis de sélectionner les zones d'entrée correspondant à des spins moyens différents (cf V.2) et donc de faire la part des transitions yrast entre deux spins choisis. Les résultats sont directement comparables avec des études théoriques en fonction du moment angulaire.

Nous exposons d'abord le dépouillement de l'expérience concernant ces transitions (obtention des spectres multipolaires). Nous essayons ensuite d'expliquer l'évolution avec le spin de ces spectres, à

la lumière des travaux sur ce domaine entrepris jusqu'à maintenant.

b.1 - Obtention des spectres γ "yrast" expérimentaux :

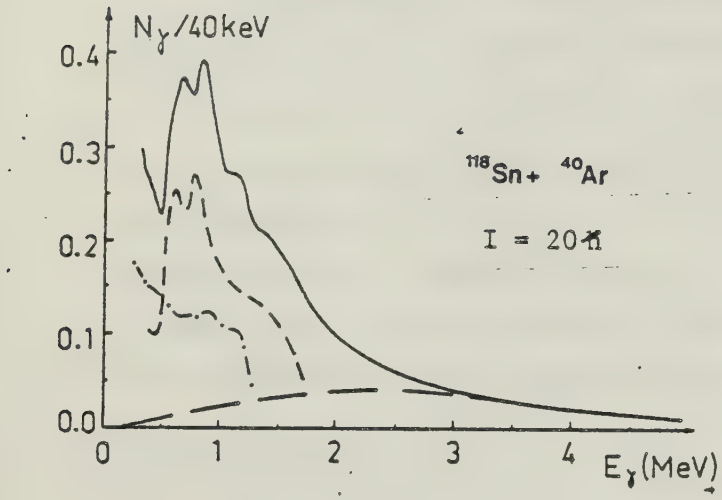
- Nous utilisons les spectres correspondants aux deux détecteurs INa à 0° et 90°. Rappelons qu'ils ont été construits pour les différentes tranches de l'énergie somme, et ont été déconvolués (cf § V.4).

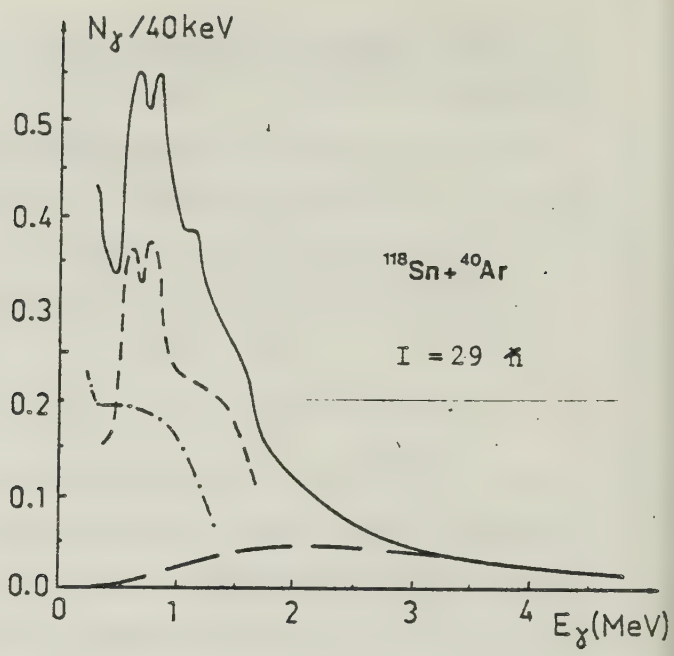
Pour obtenir la contribution des transitions "yrast", nous avons soustrait des spectres globaux la part des raies γ statistiques, suivant la procédure exposée au paragraphe précédent. Nous n'avons pas soustrait la contribution des raies discrètes, dont la très grande majorité apparait à des énergies inférieures à 1 MeV. On reparlera de ce point plus tard.

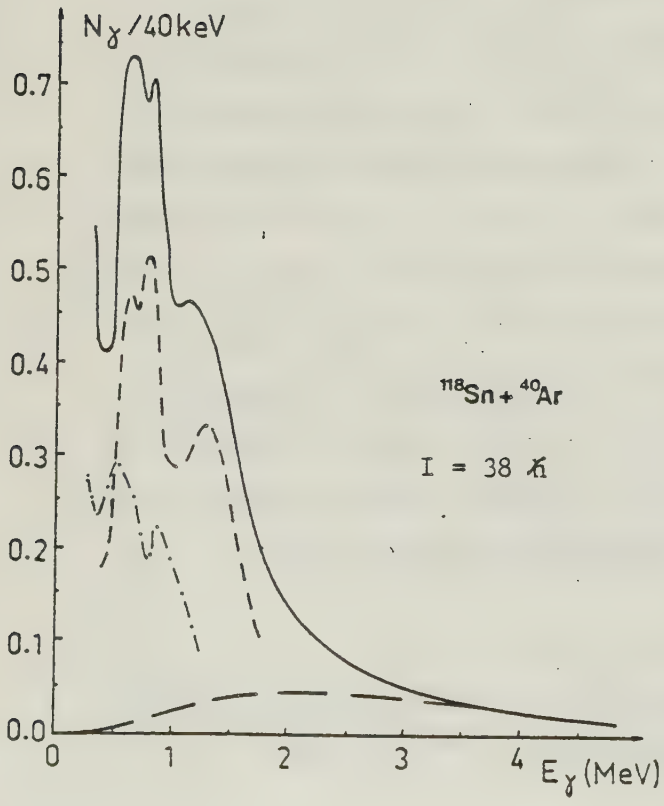
La comparaison des intensités à 0° et 90° pour les différentes tranches de l'énergie somme, permet de déterminer, à l'énergie E_γ, la proportion des transitions dipolaires et celle des transitions quadrupolaires.

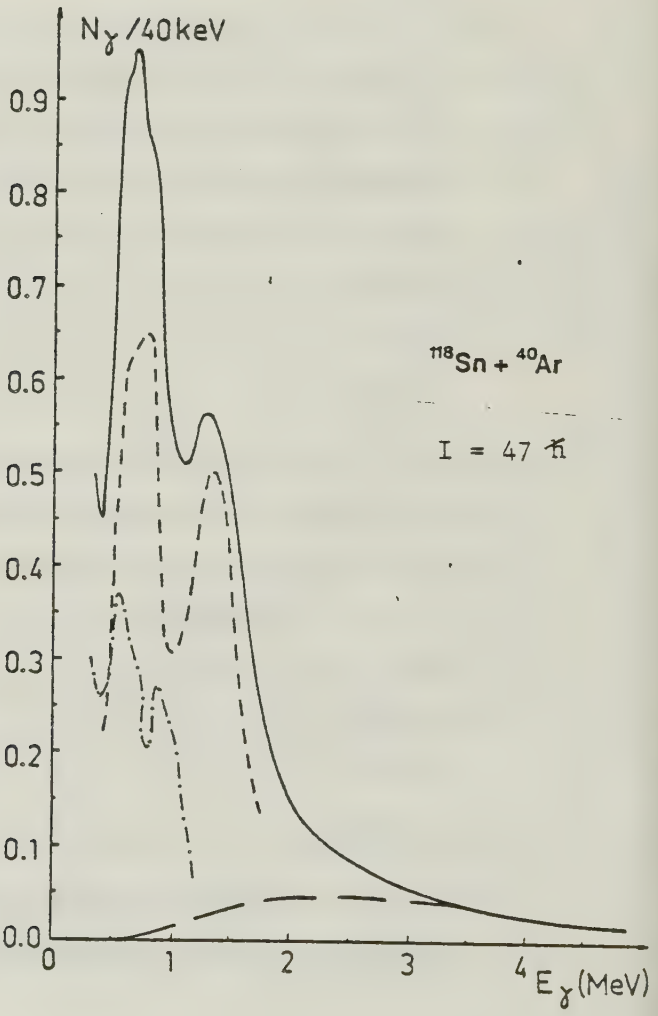
La détermination de ces spectres multipolaires repose sur deux hypothèses : les transitions yrast sont supposées être entièrement de type étiré et sans mélange dipole-quadrupole. Il parait raisonnable de supposer que la majeure partie des transitions yrast est de type étiré : pour les réactions qui nous intéressent, les spins maximum d'entrée sont en effet de l'ordre de 60 $\hbar$ (estimés à partir des sections efficaces de fusion) pour des multiplicités d'environ 34. Compte-tenu des raies statistiques, les transitions $\Delta I = 2$ doivent donc être très favorisées. L'approximation apparait donc peu sévère. On peut le comprendre aisément dans le cas des bons rotateurs à cause de la structure en bande de rotation, mais cela pourrait paraître plus discutable pour des noyaux peu déformés à bas spin. Cependant, l'étude des réactions $^{40}Ar + ^{124}Sn$ et $^{40}Ar + ^{118}Sn$ montrent que les multiplicités sont très comparables et donc que l'hypothèse $\Delta I = 2$ tient aussi dans ce dernier cas. Un autre argument peut être trouvé dans le fait que les spectres yrast des noyaux proches de N = 86 sont également composés en dessous de 35$\hbar$ de transitions pures de type étiré .

Les spectres multipolaires pour les différentes tranches de l'énergie totale sont montrés dans la figure V.14. L'énergie E_γ de la


N_γ/40keV
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0
0
1
2
3
4
E_γ(MeV)
$^{118}Sn + ^{40}Ar$
I = 20 ħ


N_γ/40keV
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0
0
1
2
3
4
E_γ(MeV)
$^{118}Sn + ^{40}Ar$
I = 29 ħ


N_γ/40keV
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0
0
1
2
3
4
E_γ(MeV)
$^{118}Sn + ^{40}Ar$
I = 38 ħ


N_γ/40keV
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.0
0
1
2
3
4
E_γ(MeV)
$^{118}Sn + ^{40}Ar$
I = 47 ħ

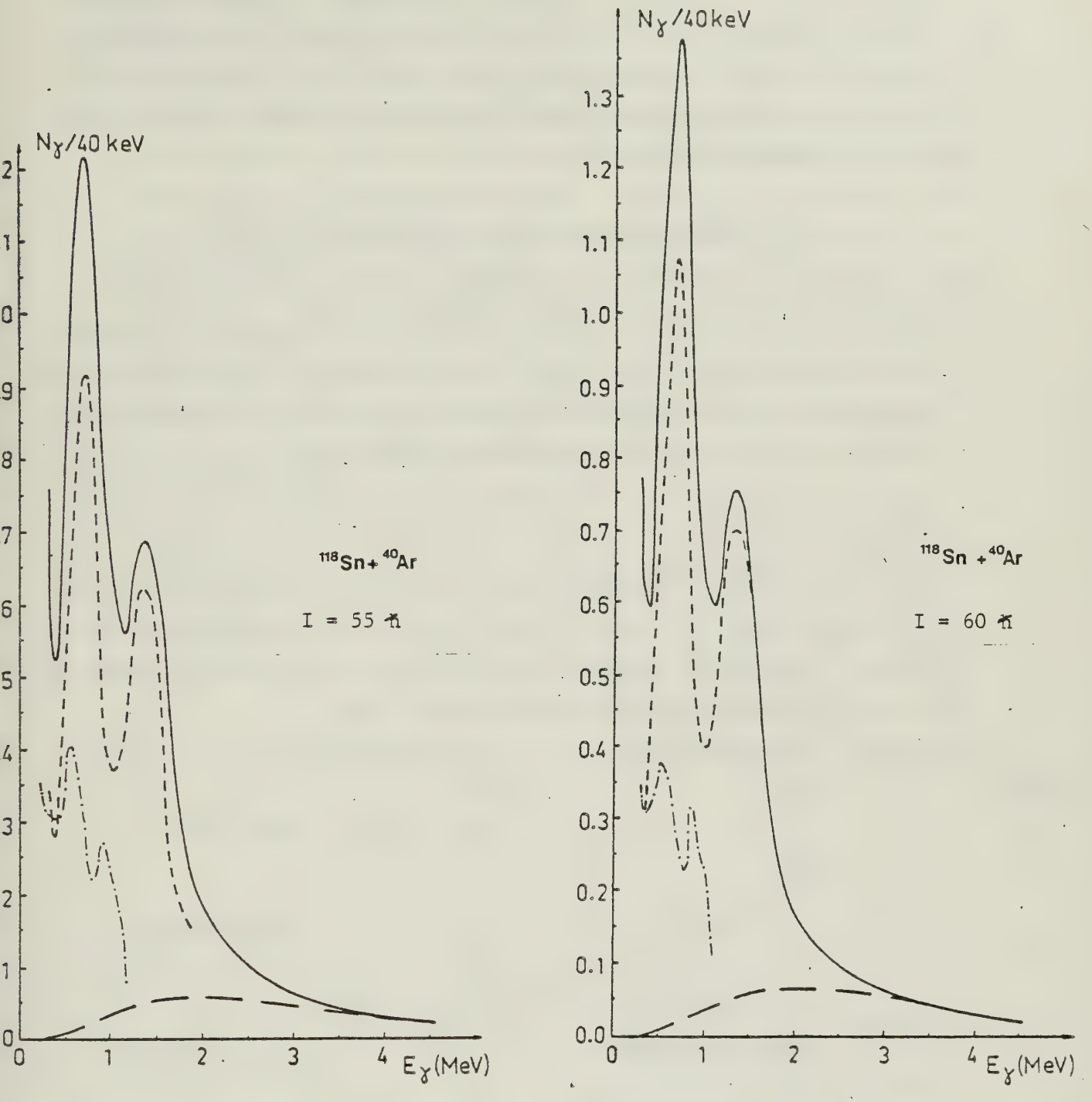


Figure V.14 : Nombre de transitions γ correspondant aux différentes tranches de l'énergie totale (par 40 keV)
-en trait plein :nombre total
-en grand tiret :nombre de transitions statistiques
-en petit tiret :nombre de transitions quadrupolaires (étirées)
-en tiret-pointillé :nombre de transitions dipolaires (étirées)

transiton est en abscisse. L'ordonnée représente le nombre de transitions γ (totales ; yrast : dipolaire, quadrupolaire ; statistiques) par tranche de 40 keV. Ce nombre absolu est corrigé de la population différente des tranches en normalisant l'intégrale des spectres sur la multiplicité mesurée de la tranche.

b.2 - Commentaires sur les spectres expérimentaux :

Avant de passer à la discussion et l'interprétation des spectres, résumons ici les points importants qui s'en dégagent :

Pour des spins inférieurs à 35 ħ, les rayonnements γ "yrast" sont distribués dans un pic large d'énergie moyenne 0.7 MeV environ. Ces rayonnements correspondent essentiellement dans ce cas aux raies discrètes dont il a été question au chapître précédent.

A partir de la 4ème tranche d'énergie somme (I = 38 ħ) apparaît très clairement une bosse de transitions quadrupolaires (E2) dont l'intensité augmente avec le spin. (cf figure V.15 qui montre l'anisotropie des 2 bosses, en fonction de la tranche). L'énergie moyenne de cette bosse varie peu avec le spin d'entrée comme indiquée sur le tableauV.4.L'apparition soudaine de cette bosse pour des spins proches de 35 -40 ħ est bien illustrée dans la figure V.16.

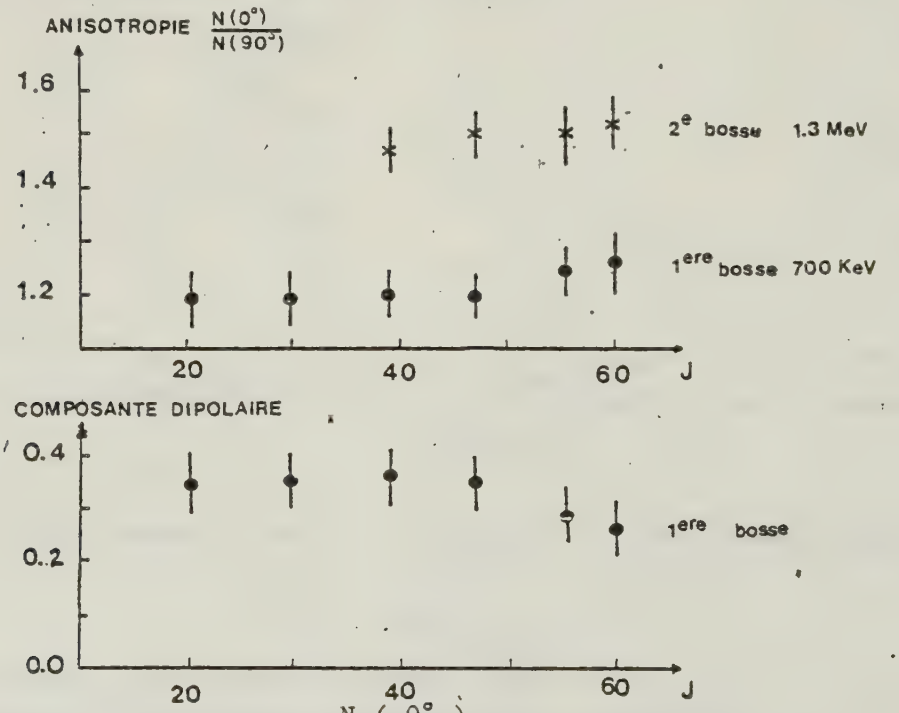


Figure V.15 : Anisotropie $= \frac{N(0°)}{N(90°)}$ pour les deux bosses (à 700 keV et 1.3 MeV d'énergie moyenne) en fonction du spin moyen de la ligne d'entrée .La deuxième bosse n'apparaît nettement qu'à partir de la 4ème tranche .Le graphique en bas montre en fonction de J l'importance relative de la composante dipolaire.

Celle-ci montre les spectres correspondant aux différences entre les tranches 3 et 2 (spin~30 ħ) où aucune structure n'est visible à 1.35 MeV et entre les tranches 4 et 3 (spin~39 ħ) pour laquelle cette structure est très apparente. Le caractère soudain de l'apparition de cette structure collective permet une estimation au moins grossière de la sélectivité en spin du spectromètre somme. L'étude plus fouillée de cette sélectivité est un problème très complexe qui n'a pas été traité ici : elle dépend de nombreux paramètres instrumentaux (efficacité totale, fonction de réponse des détecteurs) et physiques (distribution de multiplicités pour une cascade γ donnée, distribution de spins d'entrée pour une énergie somme donnée). La considération de la figure V.16 permet d'estimer que l'apparition de la structure collective à 1.35 MeV se situe à des spins certainement compris entre 35 et 40 ħ.

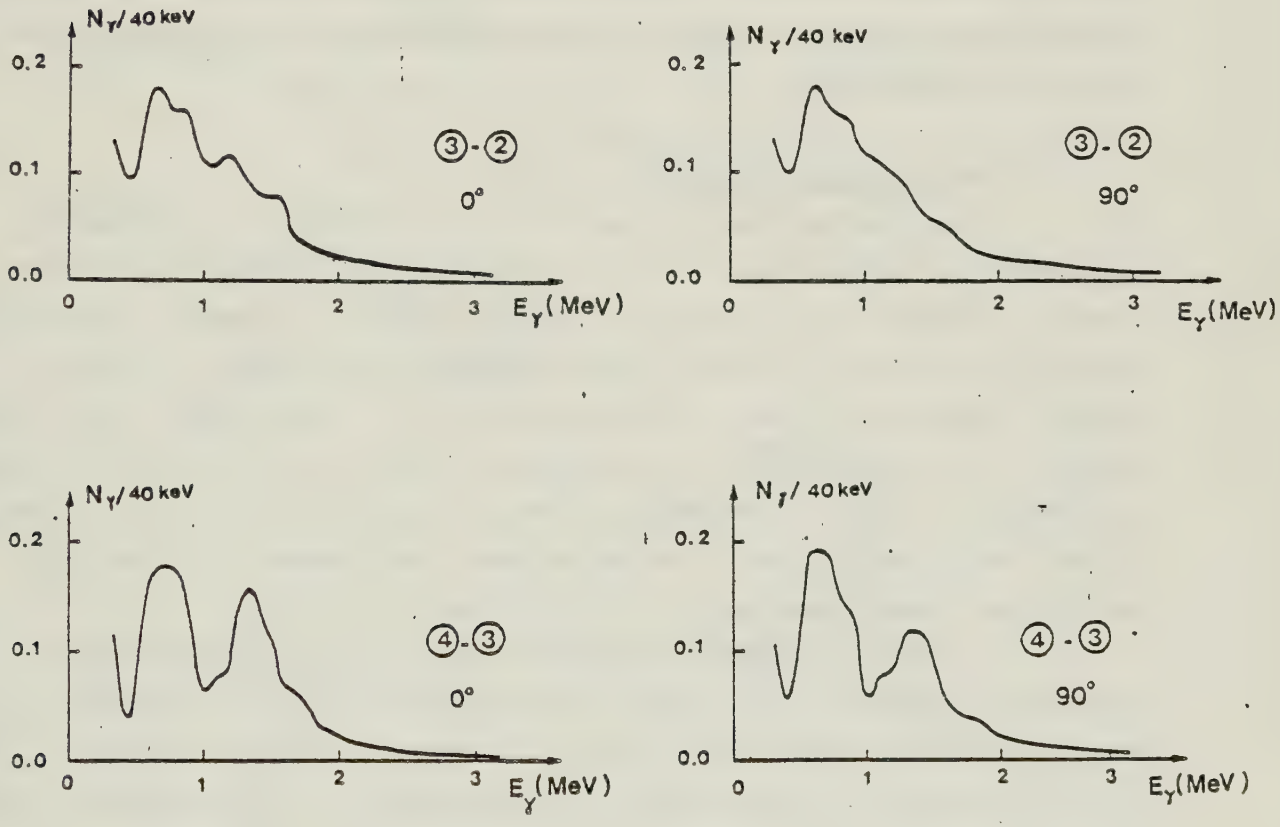


Figure V.16 : Spectres E_γ ,différences entre 2 tranches successives (3-2 et 4-3) ,mettant en relief l'apparitionde la struc--ture collective à 1.35 MeV vers 38-40 ħ.La différence d'intensité de cette bosse à 0° et 90° est cohérente avec l'hypothèse d'une composition quadrupolaire prédominante .

Cette structure collective se comporte d'une manière différente des structures rotationnelles habituelles des noyaux très déformés, pour lesquelles l'énergie moyenne des raies augmente avec le spin suivant la loi générale $\Delta E_\gamma \sim (\hbar^2/2\mathcal{J}_{eff})(4I.2)$. Cette différence apparaît clairement sur la figure V.17 .

A partir des spins 35-40 $\hbar$, on peut observer sur la figure V.14 que le premier pic de transitions, centré autour de 0.7 MeV, voit son intensité augmenter avec le moment angulaire (essentiellement dans sa composante quadrupolaire). Cette augmentation ne peut être dûe à une alimentation plus intense des raies discrètes puisqu'il a été vérifié que dans ce type de noyaux cette alimentation reste constante à partir des spins considérés (Kh 81). Nous avons d'ailleurs vérifié ce comportement par l'analyse de spectres GeLi enregistrés en coïncidence avec le spectre d'énergie totale. C'est donc qu'une partie des transitions de cette bosse d'énergie moyenne 0.7 MeV provient des états de très haut spin entre 35 et 60 $\hbar$.

b.3 - Interprétation

Les conclusions à tirer de cette expérience en termes de structure des noyaux autour de N = 86 et Z = 68 doivent donc tenir compte des deux points importants exposés dans le paragraphe précédent ainsi qu'une d'une troisième caractéristique de ce type de noyaux, à savoir l'alimentation des raies discrètes de la ligne yrast : dans les noyaux très déformés, cette alimentation devient faible pour des spins supérieurs à 20 $\hbar$; au contraire, dans les noyaux qui ont motivé cette étude, des alimentations très importantes des niveaux yrast discrets subsistent jusqu'à des spins de 30-35 $\hbar$ (Ag 78, Kh 81).

Il est intéressant de noter que la limite supérieure du peuplement important des niveaux discrets (I ~ 30-35 $\hbar$) correspond à la région de moment angulaire où apparaît la bosse d'énergie moyenne 1.35 MeV. La composition multipolaire de cette bosse -E2 de type étiré pratiquement pure- implique que la structure qui lui est associée est de nature collective. Le même type de corrélation entre l'alimentation des niveaux discrets et l'apparition de structures E2 existe d'ailleurs dans le noyau ^{152}Dy, isotone de ^{154}Er (Kh 81). L'interprétation qui en est

Numéro de la tranche	4 - 3	5 - 4	6 - 5	7 - 6
Energie moyenne de la 2eme bosse (MeV)	1.33 ∓ 0.04	1.42 ∓ 0.04	1.44 ∓ 0.04	1.35 ∓ 0.04

Tableau V.4 : Energie moyenne de la bosse de plus haute énergie pour les différentes tranches d'énergie totale où elle est présente.

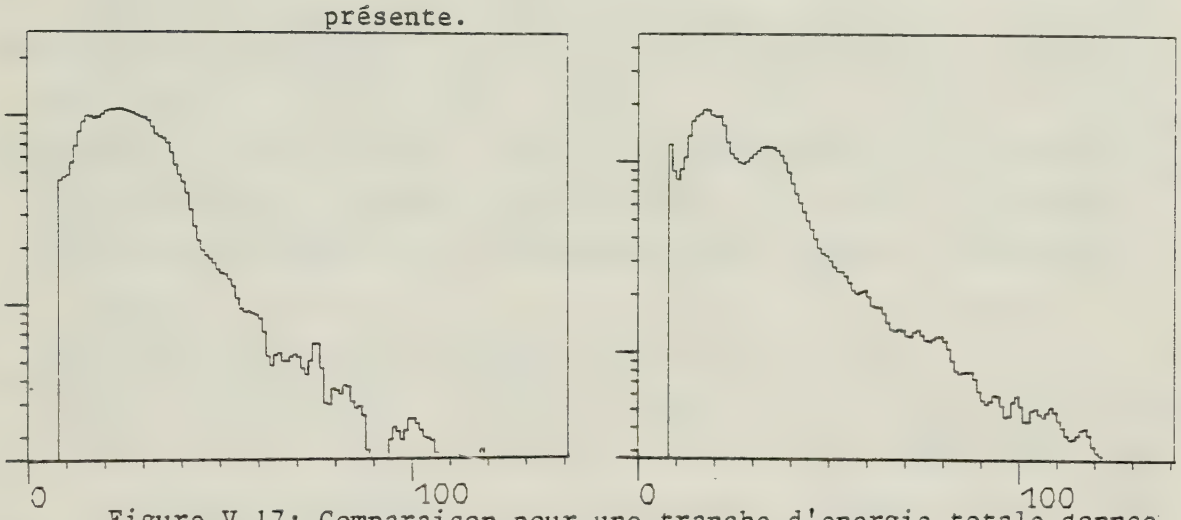


Figure V.17: Comparaison, pour une tranche d'energie totale donnee, entre deux spectres E_γ pour les réactions
- $^{124}Sn + ^{40}Ar$ (produisant de bons rotateurs);
- $^{118}Sn + ^{40}Ar$ (produisant principalement ^{154}Er)

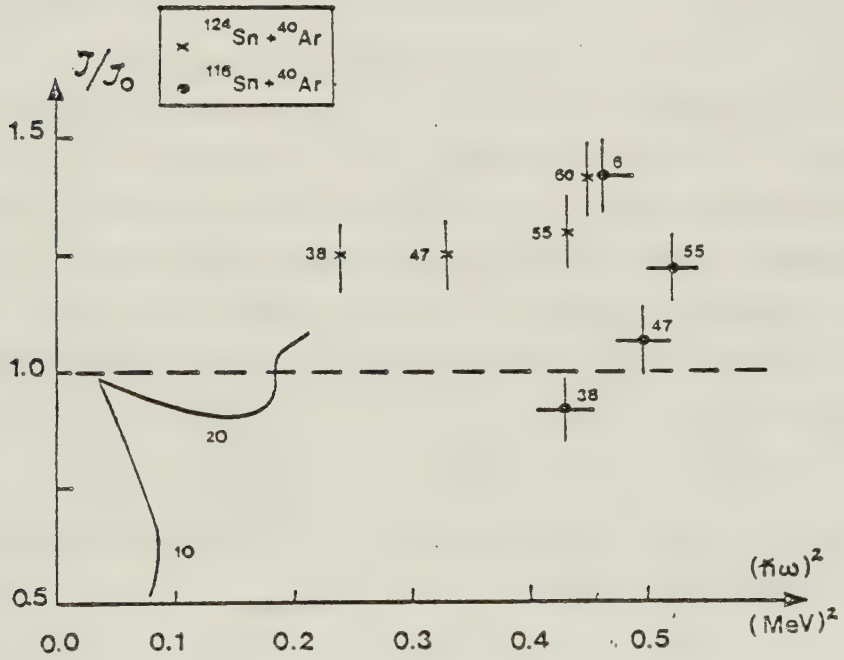


Figure V.18 : Rapport $\mathcal{J}/\mathcal{J}_0$ ($\mathcal{J}_0$ étant le moment d'inertie d'une sphère rigide de même masse que le noyau considéré) pour ^{158}Er (principal noyau formé par la réaction $^{124}Sn + ^{40}Ar$ à 185 MeV (Ag 81) et ^{154}Er (principal noyau formé par $^{118}Sn + ^{40}Ar$ à 185 MeV.). La ligne pleine montre le comportement de ce rapport aux bas spins, pour ^{158}Er et ses voisins proches, où l'on observe le "backbending " très nettement. Les nombres portés sont les spins correspondants.

donnée est qu'à très haut spin la cascade γ rencontre, avant d'atteindre la ligne yrast, une région de haute densité de bandes qui canalise le flux gamma et l'empêche d'atteindre la ligne yrast (Wak78) avant des valeurs de moments angulaires proches de 30-35 ħ (Kh 81).

Dans une comparaison avec les prédictions théoriques, il ne faut donc pas oublier ce paramètre important : à très haut spin les spectres γ ne donnent pas nécessairement des informations sur la structure de la ligne yrast mais sur toute une zone aux contours flous au-dessus de la ligne yrast. En d'autres termes, apparaît nettement la nécessité de calculs de déformations d'équilibre dépendants non seulement du spin mais encore dépendants de la température nucléaire

En l'absence de calculs détaillés de ce type, il convient d'émettre plusieurs hypothèses sur la nature des structures collectives qui apparaissent vers 35-40 ħ et subsistent jusqu'au spin maximum de 60 ħ.

La première hypothèse à envisager est qu'au-dessus de 35-40 ħ, le flux gamma traverse une région de bandes collectives parallèles à la ligne yrast, et identiques à celles qu'on rencontre à très haut spin dans les erbium plus lourds (Fo 81). Le noyau, dont la déformation d'équilibre correspond à $\beta \sim 0.15$, $\gamma = -60°$ en-dessous de 35 ħ, subirait une transition de forme et évoluerait alors vers une déformation de type prolate $\gamma = 0°$. Sous cette hypothèse, on peut calculer le moment d'inertie et le représenter en fonction du carré de la fréquence de rotation du noyau. Le résultat est montré sur la figure V .18 en même temps que les valeurs obtenues dans le cas des bons rotateurs. La différence de comportement entre les deux catégories de noyaux est très nette puisque pour les nuclides autour de ^{154}Er, la courbe calculée est très proche de celle qu'on obtient pour les vibrateurs à bas spin ou encore pour les rotateurs dans la région du "upbending" où interviennent des croisements de bande. Cette forme de courbe est évidemment liée à la faible variation de l'énergie de la bosse E2 avec le spin, alors que le modèle rotationnel prévoit une dépendance de l'énergie des transitions dans les bandes suivant la formule :

$$E_\gamma = (h^2/2\mathcal{J}_{eff})(4I - 2) \qquad (V.38)$$

Cette formule implique une proportionalité de E_γ à I si le moment

d'inertie est constant.

Entre 35 et 55 $\hbar$, il est cependant possible que le flux gamma transite par une région de déformation prolate perpendiculaire à l'axe de symétrie ($\gamma = 0°$). Pour obtenir une énergie de raies variant peu avec le spin, il est alors nécessaire d'imaginer des croisements de bandes autour d'une fréquence correspondant à 1.35/2 MeV. Ces croisements de bandes, tout comme dans le cas du premier backbending, induisent en effet une concentration plus grande des raies à la fréquence critique. Des calculs plus récents de Ploszajczak et Faessler (Pl 82) pourraient aller dans le sens d'une telle interprétation : ces auteurs ont en effet effectué des calculs d'alignement rotationnel à très haute fréquence de rotation pour les isotopes d'erbium dans la région de ^{156}Er. Pour cet isotope, très proche des noyaux résiduels de notre réaction, ils prédisent un alignement <u>corrélé</u> des orbitales ν h11/2 et ν(h9/2, f7/2) sur l'axe de rotation à la <u>même</u> fréquence critique $\omega_c = \frac{E_\gamma}{2} \sim 0.56$ MeV (pour $\beta = 0.24$) ou $\omega_c = 0.62$ MeV (pour $\beta = 0.3$). Les moments angulaires pour lesquels interviennent cet alignement sont 38$\hbar$ ($\beta = 0.24$) ou 41$\hbar$ (pour $\beta = 0.3$). Selon ces calculs, une grande densité de raies devrait donc apparaître à partir des spins 35-40 $\hbar$ et à des énergies de l'ordre de 1.2 MeV. L'analogie avec nos résultats expérimentaux est évidemment frappante et stimule une extension de ces calculs à des isotopes encore plus déficients en neutrons.

Une deuxième hypothèse est d'estimer que le mode yrast prédominant reste celui de la rotation autour de l'axe de symétrie du noyau, comme prédit par les théories, et que les excitations collectives bâties sur ces états de quasi-particules sont de type vibrationnel dans la direction γ. Bohr et Mottelson (Bo 81) ont montré par exemple que le couplage d'un grand moment angulaire de quasi-particules J avec les oscillations quadrupolaires du noyau devait plutôt favoriser le mode Y_{22} correspondant à une vibration γ. Celle-ci en brisant la symétrie axiale du noyau, permet l'apparition des modes collectifs. L'introduction de plusieurs phonons de ce type contribuant à générer du moment angulaire tend finalement à donner au noyau, initialement oblate, une déformation d'équilibre triaxiale tendant vers le caractère prolate. Un tel schéma est certainement d'autant plus probable que le minimum oblate avec $\gamma = -60°$ est peu prononcé, ce qui est en réalité le cas pour les noyaux ^{154}Er comme le montre la figure V.19.

Tous les calculs prédisent finalement une transition vers une forme prolate superdéformée ($\beta \sim 0.5$, $\gamma = 0°$) avant la fission du noyau. Cette transition apparaît vers des spins proches de 55 $\hbar$ dans les calculs de Andersson et al (An 81), comme le montre la figure V.20. Expérimentalement, le moment d'inertie calculé à partir de la formule

$$\frac{2\mathcal{J}}{\hbar^2} = \frac{(4I - 2)}{E_\gamma}, \text{ nous donne } \frac{2\mathcal{J}}{\hbar^2} = 175 \pm 20 \text{ MeV}^{-1}$$

pour la tranche correspondant au spin 60 $\hbar$. Cette valeur est largement supérieure à celle d'une goutte sphérique à bord diffus (Di 80, p. 93) et correspond à un coefficient β de 0.37 qui semble donc bien indiquer une superdéformation du noyau pour les ultimes moments angulaires avant la fission.

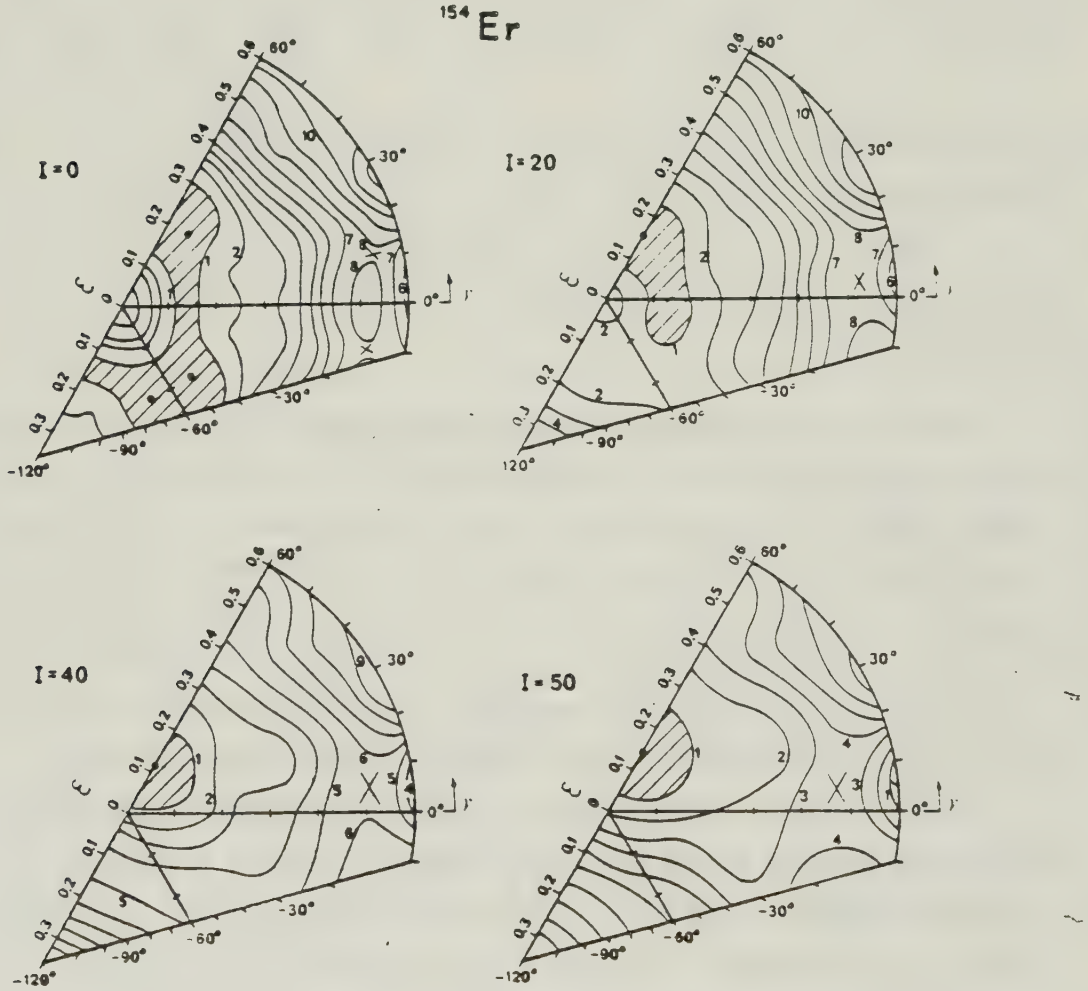


Figure V.19 : Surfaces équipotentielles pour des moments angulaires croissants, pour ^{154}Er . Le minimum, pour une forme aplatie, devient de moins en moins prononcé quand I augmente . (Ab 79)

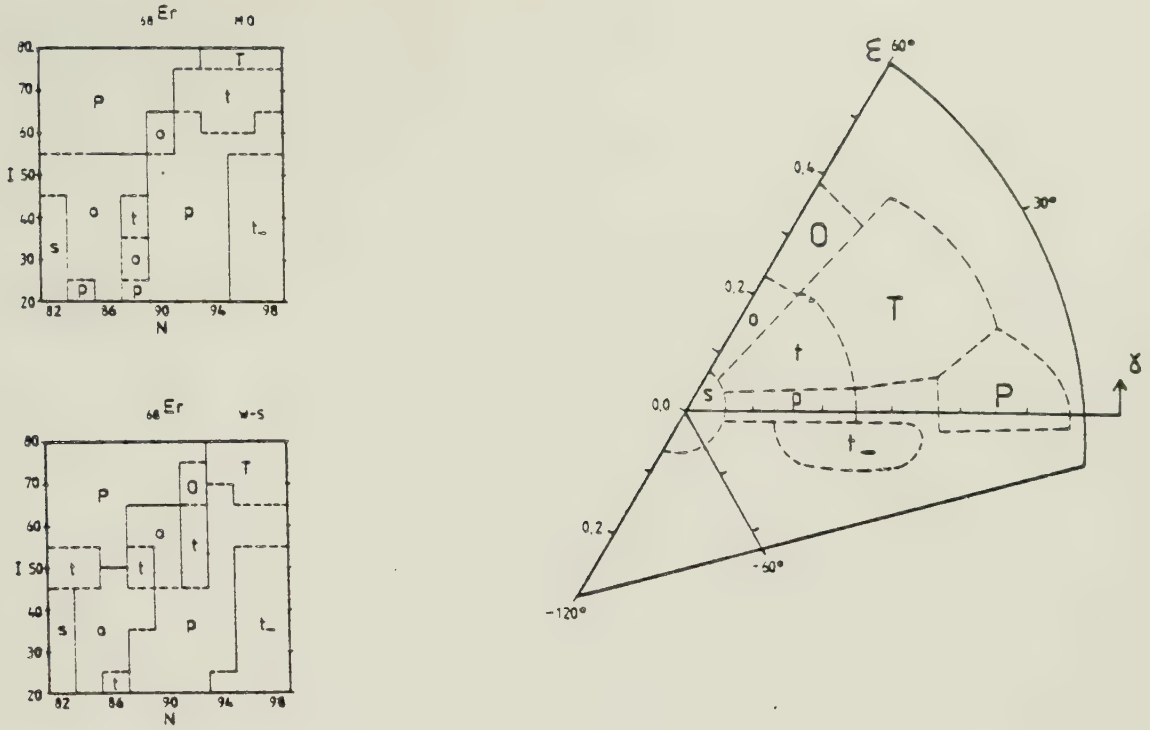


Figure V.20: Changements de forme des noyaux d'Erbium avec le moment angulaire (An 81):-calculs avec un potentiel d'oscillateur harmonique modifié en haut à gauche,et avec un potentiel de Woods-Saxon en bas à gauche. - .A droite sontdéfinies les différentes zones de formes du noyau dans le plan (ε ,γ) .

CONCLUSION

CONCLUSION

La problématique dans laquelle se place ce travail est l'évolution de la structure nucléaire (modes d'excitation, formes d'équilibre) avec le moment angulaire, jusqu'aux valeurs maximales de celui-ci que le noyau peut supporter. Le cas du noyau ^{154}Er est particulièrement intéressant car il se situe dans une des rares zones du tableau périodique où la déformation d'équilibre peut être de type oblate avec rotation autour de l'axe de symétrie : l'étude de l'importance et la nature des excitations collectives subsistant dans de tels noyaux est alors d'un grand intérêt.

Notre travail a porté sur deux zones de moment angulaire formant toute la plage de spin possible pour le noyau (0-60 $\hbar$). La spectrométrie γ est utilisée ici avec deux techniques différentes, car le rayonnement γ émis ne présente pas les mêmes caractéristiques dans les deux cas, et doit être traité de façon appropriée.

La première mesure, par la méthode de perturbation de la distribution angulaire par un champ magnétique externe, concerne le moment magnétique de l'état isomérique du noyau ^{154}Er, de période 3.5 ns. Des précautions ont été prises pour contrôler les importants effets paramagnétiques. Ce phénomène d'existence de niveaux isomériques de haut spin a été mis en évidence dans de nombreux noyaux de terre rare peu déformés à bas spin, et expliqué, dans le cadre du "cranking shell model" par l'alignement du moment angulaire de particules suivant l'axe de symétrie du coeur aplati. C'est dans ce cadre que nous avons analysé et interprété la valeur du facteur gyromagnétique du niveau isomérique de ^{154}Er ($g = + 0.017 \pm 0.003$). Nous avons ainsi déterminé la composante principale de sa fonction d'onde (ν i13/2,ν h9/2) 11^-. Ce résultat est en accord avec les prévisions et renforce donc l'hypothèse de la rotation autour de l'axe de symétrie.

Notre étude des transitions γ (yrast et statistiques) désexcitant les très hauts moments angulaires (continuum γ) concerne principalement les données de distribution angulaire et leur interprétation en terme de mode d'excitation et de modèle de densités de niveaux. La méthode de spectrométrie par énergie totale a permis de suivre l'évolution de l'anisotropie des transitions γ avec le spin moyen de la zone d'entrée.

Les résultats des raies γ statistiques sont analogues pour les réactions $^{40}Ar + ^{124}Sn$ et $^{40}Ar + ^{118}Sn$, aboutissant à des noyaux bien et peu déformés à bas spin respectivement. L'anisotropie de ces transitions dipolaires a tendance à décroître quand le spin moyen d'entrée augmente. Cette tendance est reproduite par le calcul dans un modèle analytique de désexcitation. Il y aurait accord absolu entre l'expérience et le calcul si l'on augmente la proportion des transitions J → J du modèle.

Pour la composante γ yrast, dont les caractéristiques sont directement reliées à la structure du noyau, deux points saillants apparaissent :

- un ensemble de transitions d'énergie moyenne 1.35 MeV apparaît à partir d'un moment angulaire de 35 à 40 ħ. Notre mesure, en montrant le caractère E2 pur de ces transitions, indique la nature collective des excitations mises en jeu.

- Quant à la nature de ces excitations collectives, la donnée expérimentale obtenue dans notre travail est la très faible variation de l'énergie de ces raies avec le moment angulaire ; deux hypothèses peuvent alors être avancées :

- jusqu'à des spins très élevés (~ 55-60 ħ) la configuration yrast correspond toujours à une déformation oblate avec alignement des moments angulaires individuels le long de l'axe de symétrie : les effets collectifs correspondraient alors à des vibrations γ qui, en brisant la symétrie axiale, permettent de tels mouvements cohérents.

- ou bien le flux γ traverse, éventuellement, bien au-dessus de la ligne yrast, une région de déformation prolate avec rotation perpendiculairement à l'axe de symétrie : la quasi-constance de l'énergie des raies γ s'expliquerait alors par l'alignement corrélé de

plusieurs orbitales à la même fréquence critique. Un calcul très récent prévoit d'ailleurs un tel effet pour des noyaux d'erbium très proches de ceux étudiés ici.

Une avancée dans la compréhension de la nature de ces excitations collectives consiste dans la mesure, très difficile, des probabilités de ces transitions γ non résolues ainsi que de mesure de corrélations $E_\gamma - E_\gamma$ à très haut spin comme celles effectuées récemment dans l'isotone ^{152}Dy (Sc 82).

Finalement, ce travail montre la grande richesse de la zone des terres rares proches de N = 82 dans l'étude de l'évolution de la structure des noyaux avec le moment angulaire, et notamment dans la compréhension des effets de couche à très haut spin et de leur interdépendance avec les modes d'excitations collectifs.

A P P E N D I C E

APPENDICE

Nous présentons ci-dessous une description très succincte du formalisme des distributions angulaires, que nous avons appliqué pour les divers calculs dans le travail présenté dans cette thèse (Mo76).

1 - Représentation en paramètre de population

Considérons un noyau de moment angulaire total $\vec{J}$. En terme de matrice densité, la probabilité de peupler un sous-état magnétique m, avec $-J \leqslant m \leqslant J$, s'écrit :

$$P_j(m) = \langle jm|\rho|jm\rangle$$

où ρ est l'opérateur densité.

On peut définir d'autre part le tenseur statistique $\rho_k(j)$

$$\rho_k(j) = \sqrt{2j+1} \sum_m (-1)^{j-m} \langle j\ m\ j-m \mid k\ 0 \rangle P_J(m)$$

$k = 0, 1, \ldots 2j.$

Le tenseur statistique est introduit pour simplifier l'écriture (il permet d'exprimer plus simplement la distribution angulaire). Les propriétés particulières d'une transition se traduisent par des conditions simples sur ρ_k.

Par exemple :

- cas de $\vec{j}$ non orienté : $P_j(m) = \frac{1}{2j+1} \forall m$, c'est-à-dire $\rho_\kappa = 0$ $(k \neq 0)$
- cas de polarisation : $P_j(m) \neq P_j(-m)$, c'est-à-dire $\rho_k \neq 0$ (k impair)
- cas d'alignement : $P_j(m) = P_j(-m)$, c'est-à-dire $\rho_k = 0$ (k impair)

2 - Intensité de rayonnement suivant θ

L'intensité des photons de multipolarité λ émis est donnée par la norme du vecteur de Poynting soit $\varepsilon_o E^2$ ou $\mu_o H^2$

Pour le photon, $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. les fonctions propres de J^2 et J_z sont :

$$\mathcal{Y}_{\lambda \ell m} = \sum_m \langle \ell\ \mu-m\ 1\ m \mid \lambda\ \mu \rangle Y_{\ell(\mu-m)} \xi_m$$

où les $Y_{\ell m}$ sont les harmoniques sphériques fonctions propres de L^2 et L_z

et où les ξ_m sont ceux de S^2.

Comme $\chi_{\lambda\ell m}$ a la parité $(-1)^{\lambda}$, et satisfait aux équations de Maxwell, on peut prendre, en comparant avec la parité des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ pour les transitions, $E_{\lambda\mu}(M\lambda) = -H_{\lambda\mu}(E\lambda) = X_{\lambda\lambda\mu}$ (Mo76)

La distribution angulaire est donc la même pour une radiation 2^{λ}-pole électrique $(E\lambda)$ que pour une 2^{λ}-pole magnétique $(M\lambda)$.

L'intensité du rayonnement s'écrit :

$$Z_{\lambda\mu}(\theta,\varphi) = |\chi_{\lambda\lambda\mu}|^2 = \frac{(-1)^{\mu-1}}{4\pi} \sum_{k=}^{k_{max}} \langle \lambda 1\ \lambda -1 | k 0 \rangle \langle \lambda\mu\ \lambda -\mu | k 0 \rangle P_k(\cos\theta)$$

k étant un entier pair, $k_{max} = 2\lambda$ (1)

$Z_{\lambda\mu}(\theta,\varphi)$ est indépendant de φ

et est normalisé : $\int_{\Omega} Z_{\lambda\mu}(\theta,\varphi)\, d\Omega = 1$

3 - Distribution angulaire

Pour obtenir l'intensité de rayonnement alors d'une transition $(j_i \to j_f)$, nous devons sommer, en pondérant, les différentes contributions $Z_{\lambda\mu}$:

soit $$W(\theta) = \sum_{m_i,\mu} |\langle j_i\ m_i\ \lambda\ \mu | j_f\ m_f \rangle|^2\ P(m_i)\ Z_{\lambda\mu}(\theta) \qquad (2)$$

Après des manipulations de coefficients géométriques, on reportant (1) dans (2), on obtient :

$$W(\theta) = \sum_k \underbrace{\rho_k(j_i)\ F_k(j_f \lambda j_i)}_{A_k(j_f\ j_i)}\ P_k(\cos\theta) \qquad (3)$$

avec $$F_k(j_f \lambda j_i) = (-1)^{1+ji-jf} \sqrt{2j_{i+1}}\ (2\lambda+1)\ \langle \lambda 1\ \lambda -1 | k\ 0 \rangle \times W(j_i\ j_i\ \lambda\lambda\ ;\ k\ j_f)$$

et $k_{max} = \inf(2\lambda, 2j_i)$. (4)

4 - Cas de l'alignement partiel :

Une atténuation de l'anisotropie initiale peut provenir, avec le temps, d'interaction avec le milieu hôte, ou lorsque le noyau primairement orienté émet d'abord des particules avant de se désexciter par rayonnement électromagnétique. Un alignement complet oblate est défini

par $P(m) = \delta_{mo}$ ($\delta_m + 1/2$ pour j non entier)
et le tenseur statistique s'écrit :

$$B_k = \begin{cases} \sqrt{2j+1}\ (-1)^j < jo\ jo | ko > & j \text{ entier} \\ \sqrt{2j+1}\ (-1)^{j-1/2} < j1/2\ j-1/2 | ko > & j \text{ non entier.} \end{cases}$$

Dans le cas de l'alignement partiel, le facteur d'atténuation est défini comme : $\alpha_k = \rho_k / B_k$, et on peut paramétriser la probabilité P(m) par une gaussienne centrée en m = 0 :

$$P(m) = \frac{\exp\left(-m^2/2\sigma^2\right)}{\sum_{m'=-j}^{j} \exp\left(-m'^2/2\sigma^2\right)}$$

Alors les coefficients α_k sont seulement fonction de σ, et varient comme l'indique la figure (A.1). Hors de l'alignement complet, seule α_2 reste importante.

Le coefficient A_k reste toujours inférieure à $A_{k\,max} = B_k F_k$ correspondant à l'alignement complet.

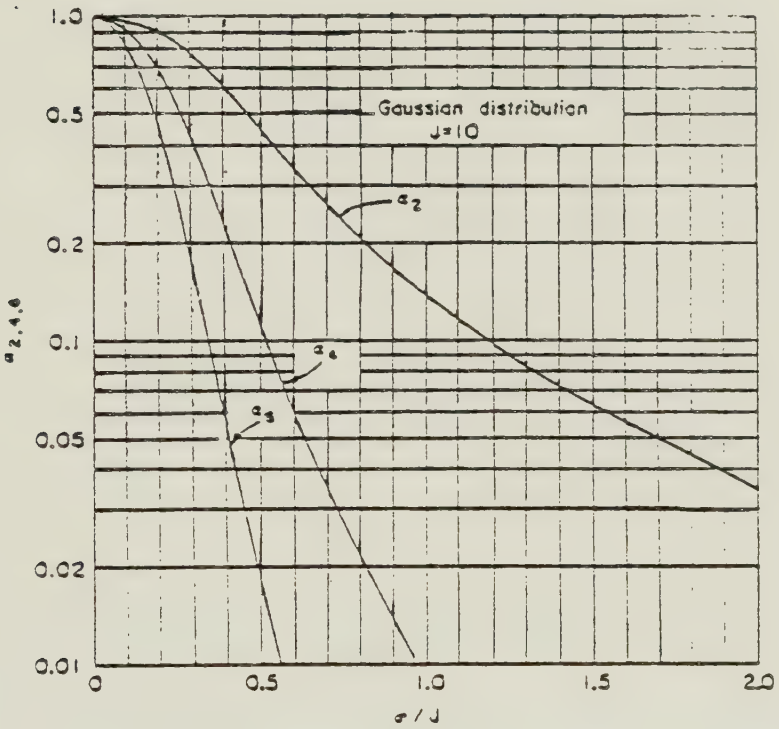


Figure A.1 : Variation des coefficients α_k d'atténuation de l'alignement en fonction de la largeur σ de la distribution gaussienne du paramètre de population .

5 - Cas des mélanges de multipolarité

Le formalisme reste identique, on aboutit seulement à des expressions plus complexes, faisant intervenir $\delta = I(\lambda)/I(\lambda')$, coefficient de mélange.

Soit $F_k\ (j_f \lambda \lambda'\ j_i) = (-1)^{1+j_i-j_f} \left[(2\lambda+1)(\lambda\lambda'+1)(2j_i+1)\right]^{1/2} \langle \lambda 1 \lambda' -1 | k 0 \rangle W\ (j_i j_i \lambda\lambda' j_f k)$

alors $W(\theta) = \sum_k A_k\ (j_i \lambda \lambda'\ j_f)\ P_k\ (\cos\theta)$

avec $A_k = (j_i) \dfrac{1}{1+\delta^2} \left[F_k\ (j_f \lambda \lambda j_i) + 2\delta\ F_k\ (j_f \lambda\lambda'\ j_i) + \delta^2\ F_k\ (j_f \lambda' \lambda' j_i)\right]$

On retrouve bien sûr en faisant $\delta = 1$ (ou $\delta = 0$) et $\lambda = \lambda'$ par exemple, l'expression d'une transition pure.

6 - Distribution angulaire d'une cascade γ.

Dans le cas où toutes les transitions sont de même multipolarité, et que l'alignement est conservé, l'anisotropie est fixée par la 1ère transition de la cascade (Mo 76).

REFERENCES

Ab 79 : S. Aberg, S.E. Larsson, P. Moller, S.G. Nilsson, G. Leander, I. Ragnarsson, Proceedings of the Symposium "Physics and Chemistry of Fission 1979, Jülich, 1979; IAEA, Vienna 1980.

Ag 77.1 : P. Aguer, G. Bastin, J.P. Thibaud, D. Barnéoud, J. Boutet, C. Foin, Congrès de structure nucléaire et atomique de Tachkent, Mars 1977, publié aux Izv. Akad. Nauk (1977) 1987.

Ag 78 : P. Aguer, G. Bastin, J.P. Thibaud, D. Barnéoud, J. Boutet, C. Foin, Z. Physik, A 285 (1978) 1.

Ag 79 : P. Aguer, G. Bastin, A. Charmant, Y. El Masri, P. Hubert, R. Janssens, C. Michel, J.P. Thibaud, J. Vervier, Phys. Letters 82B,(1979) 55.

Ag 80.1 : P. Aguer, G. Bastin, A. Péghaire, J.P. Thibaud, N. Perrin, H. Sergolle, Ph. Hubert, Conférence de Berkeley (1980).

Ag 80.2 : P. Aguer, G. Bastin, A. Péghaire, J.P. Thibaud, N. Perrin, H. Sergolle, Ph. Hubert, Conférence de Strasbourg (1980).

Ag 81 : P. Aguer, G. Bastin, A. Péghaire, J.P. Thibaud, N. Perrin, H. Sergolle, Ph. Hubert, Physica Scrpta, 24 (1981) 140.

An 78 : O. Anderson, R. Bauer, G.B. Hagemann, M.L. Halbert, B. Herskind, M. Neiman, H. Oeschler, H. Ryde, Nucl. Phys. A 295 (1978), 163.

An 76 : G. Andersson, S.E. Larsson, G. Leander, P. Möller, S.G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Aberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, Z. Szymanski, Nucl. Phys. A268 (1976) 205.

An 81 : C.G. Andersson, R. Bengtsson, T. Bengtsson, J. Krumlinde, G. Leander, K. Neergard, P. Olanders, J.A. Pinston, I. Ragnarsson Z. Szymanski, S. Aberg, Physica Scripta, Vol.24 (1981), 266.

Ba 79 : C. Baktash, E. der Mateosian, O.C. Kistner, A.W. Sunyar, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 637.

Bas79.1 : G. Bastin, A. Péghaire, J.P. Thibaud, S. André, D. Barnéoud, C. Foin, Congrès de Lysekill, Suède (Août 1979).

Bas79.2 : G. Bastin, A. Charmant, Y. El Masri, Ph.Hubert, C. Michel, A. Péghaire, J.P. Thibaud, J. Vervier, Symposium on high spin phenomena in nuclei. Argonne (1979).

Ba 80 : G. Bastin, A. Péghaire, J.P. Thibaud, S. André, D. Barnéoud, C. Foin, P. Aguer, Nucl. Phys. A345 (1980) 302.

Be 79 : F.A. Beck, E. Bozek, T. Byrski, G. Gehringer, J.C. Merdinger, Y. Schutz, J. Styczen, J.P. Vivien, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 492.

Be 82 : F.A. Beck, communication privée (1982)

Be 75 : R. Bengtsson, S.E. Larsson, G. Leander, P. Möller, S.G. Nillson, A. Aberg, Z. Szymanski, Phys. Lett. 57B (1975), 301.

Bo 53 : A. Bohr, B.R. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 27 n° 16 (1953).

Bo 75 : A. Bohr, B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. I et II. Benjamin, New-York (1975).

Bo 77 : A. Bohr, B.R. Mottelson, Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure, Tokyo (1977), J. Phys. Soc. Japan 44 (1978) Suppl. p. 157.

Bo 81 : A. Bohr, B.R. Mottelson, Physica Scripta, Vol.24 (1981) 71.

Bot 81 : N. Bottges, A. Faessler, M.E. Faber, J. Phys. G ; Nucl. Phys. 7 (1981), 321.

Br 81 : M. Brack, P. Quentin, Nucl. Phys. A 361 (1981) 35.

Ce 79 : M. Cerkaski, J. Dudek, P. Rozmej, Z. Szymanski, S.G. Nilsson, Nucl. Phys. A 315 (1979) 269.

Ch 79 : A. Charmant, Thèse 3ème cycle (Bordeaux) 1979

Co 74 : S. Cohen, F. Plasil, W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (New-York) 82 (1974) 557.

Cw 82 : S. Cwiok, communication privée (1982).

De 79 : M.A. Deleplanque, J.P. Husson, N. Perrin, F.S. Stephens, G. Bastin, C. Schück, J.P. Thibaud, L. Hildingsson, S. Hjorth, A. Johnson, Th. Lindblad, Phys. Rev. Lett. (43) 1979.

Di 80 : R.M. Diamond, F.S. Stephens, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980) 85.

Dø 77 : T. Dossing, K. Neergard, K. Matsuyanagi, Hsi-Chen-Chang, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1395.

Dø 81 : T. Dossing, K. Neergard, H. Sagawa, Physica Scripta, Vol.24 (1981) 258.

Fa 76 : A. Faessler, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1028.

Fo 81 : F. Folkmann, J.D. Garrett, G.B. Hagemann, M.N. Harakeh, B. Herskind, D.L. Hillis, S. Ogaza, Nucl. Phys. A361 (1981) 242.

Fo 82 : C. Foin, S. André, D. Barnéoud, G. Bastin, A. Péghaire, J.P. J.P. Thibaud, Z. Phys. A, 305 (1982) 81.

Gi 65 : A. Gilbert, A.G.W. Cameron, Can. J. of Phys. Vol. 43 (1965), 1446.

Gr 67 : J.R. Grover, J. Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 814.

Gu 64 : C. Gunther, I. Lindgren, Perturbed Angular Correlations, North Holland Publishing Company (1964), Chap. IV.

Hab 79 : D. Habs, F.S. Stephens, R.M. Diamond, LBL Report 8945 (1979) non publié.

Ha 75 : G.B. Hagemann, R. Broda, B. Herskind, M. Ishihara, S. Ogaza, H. Ryde, Nucl. Phys. A 245 (1975) 166.

Ha 79 : O. Häusser, P. Toras, W. Trautmann, D. Ward, T.K. Alexander, H.R. Andrews, B. Hass, D. Horn, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1451.

Hi 79 : D.L. Hillis, J.D. Garett, O. Christensen, B. Fernandez, G.B. Hagemann, B. Herskind, B.B. Back, F. Folkmann, Nucl. Phys. A 235 (1979) 216.

Kh 78 : T.L. Khoo, R.K. Smither, B. Haas, O. Häuser, H.R. Andrews, D. Horn, D. Nard, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1027.

Kh 81 : T.L. Khoo, J. Bordggreen, P. Chowdhury, I. Ahmad, R.K. Smither S.R. Faber, P.J. Daly, C.L. Dors, J. Wilson, Physica Scripta, Vol. 24 (1981) 283.

Ki 72 : C. Kittel, Introduction à l'étude de l'état solide (traduit) Bordas, Paris 1972.

Kl 81 : P. Kleinheinz, Physica Scripta, Vol.24 (1981) 236.

Ko 79 : H.J. Korner, D.L. Hillis, C.P. Roulet, P. Aguer, C. Ellegaard, D.B. Fossan, D. Habs, M. Neimarn, F.S. Stephens, R.M. Diamond, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 490.

Le 78 : C.M. Lederer, V.S. Shirley, Tables of Isotopes, Wiley (1968), New-York.

Li 78 : R.J. Liotta, R.A. Sorensen, Nucl. Phys. A 297 (1978) 136.

Ma 55 : M.G. Mayer, J.H.D. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure. Wiley, New-York 1955.

Me 79 : J.C. Merdinger, F.A. Beck, C. Gehringer, J.P. Vivien, E. Bozek J. Styczen, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 23.

Mo 61 : J.F. Mollenauer, UCRL-9748 (1961) non publié.

Mo 76 : H. Morinaga, T. Yamazaki, In beam γ-ray spectroscopy, North Holland publishing Company (1976).

Na 72 : S. Nagamiya, Scientific papers of the Institute of Physical and Chemical Research 66 (1972) 39. Japan.

Ne 76 : K. Neergard, V.V. Pashkevich, S. Frauendorf, Nucl. Phys. A 262 (1976) 61.

Ne 81 : K. Neergard, T. Dossing, H. Sagawa, Phys. Lett. 99B (1981) 191

Pe 77 : J. Pedersen, B. Back, F.M. Bernthal, S. Bjornholm, J. Borggreen, O. Christensen, F. Folkmann, B. Herskind, T.L. Khoo M. Neiman, F. Pülhlhofer, G. Sletten, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 990.

Pl 82 : M. Ploszajczak, A. Faessler, Nucl. Phys. A379 (1982) 77.

Po 81 : Thèse d'Etat. M.G. Porquet, Orsay (1981).

Ra 66 : J.O. Rasmussen, T.T. Sugihara, Phys. Rev. 151 (1966) 992.

Rie 80 : L.L. Riedinger, O. Anderson, S. Frauendorf, J.D. Garrett, J.J. Gaardhøje, G.B. Hagemann, B. Herskind, Y.V. Makovetzki, J.C. Waddington, M. Guttormsen, P.O. Tjøm, Phys. Rev. Lett., 44 (1980) 568.

Rin 80 : P. Ring, P. Schück, The Nuclear Many Body Problem, Springer Verlag, New-York (1980).

Ro 75 : Thèse d'Etat. C. Roulet, Orsay (1975).

Ro 80 : C. Roulet, Conférence de Bormio (1980).

Sc 82 : Y. Schutz, J.P. Vivien, F.A. Beck, T. Byrski, G. Gehringer, J.C. Merdinger, Communication privée, 1982.

Si 81 : S.H. Sie, J.O. Newton, J.R. Leigh, R.M. Diamond, Phys. Rev. Lett., 46 (1981) 405.

St 68 : V.M. Strutinski, Nucl. Phys. A 122 (1968) 1.

Tj 78 : P.O. Tjom, I. Espe, G.B. Hagemann, B. Herskind, D.L. Hillis, Phys. Lett., 72B (1978) 439.

Tr 75 : W. Trautmann, D. Proetel, O. Häusser, W. Hering, F. Riess, Phys. Rev. Lett., 35 (1975) 1694.

Tr 79 : W. Trautmann, J.F. Sharpey-Shafer, H.R. Andrews, B. Haas, O. Häusser, P. Taras, D. Ward, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 991.

Va 78 : S.Y. Van der Werf, Nucl. Instr. and Meth. 153 (1978) 221.

Vi 79 : J.P. Vivien, Y. Schutz, F.A. Beck, E. Bozek, T. Byrski, G. Gehringer, J.C. Merdinger, Phys. Rev. Lett. Vol. 85B, n° 4? (1979) 325.

Wak 78 : M. Wakai, A. Faessler, Nucl. Phys. A 307 (1978) 349.

Wap 71 : A.H. Wapstra, N.B. Gove, Nucl. Data Tables 9, 265-468 (1971).

War 81 : D. Ward, J.F. Sharpey-Schafer, T.K. Alexander, H.R. Andrews, O. Häusser, J. Keinonen, Phys. Lett. 99B (1981) 378.